

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ОРЕНБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АГРАРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

**МЕТОДИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ОБУЧАЮЩИХСЯ
ПО ОСВОЕНИЮ ДИСЦИПЛИНЫ**

Б1.Б.09 Физика

Направление подготовки (специальность) 09.03.01 Информатика и вычислительная техника

Профиль образовательной программы “Автоматизированные системы обработки информации и управления”

Форма обучения очная

СОДЕРЖАНИЕ

1 Конспект лекций.....	5
1.1 Лекция № 1 Кинематика поступательного и вращательного движений.....	5
1.2 Лекция № 2 Динамика материальной точки и поступательного движения твёрдого тела.....	11
1.3 Лекция № 3 Законы сохранения импульса и энергии.....	15
1.4 Лекция № 4 Динамика вращательного движения.....	19
1.5 Лекция № 5 Механические колебания.	25
1.6 Лекция № 6 Механические волны.	32
1.7 Лекция № 7 Элементы специальной теории относительности.....	36
1.8 Лекция № 8 Механика жидкостей и газов.....	39
1.9 Лекция № 9 Молекулярно–кинетическая теория газов.....	44
1.10 Лекция № 10 Первое начало термодинамики.....	49
1.11 Лекция № 11 Второе начало термодинамики.....	57
1.12 Лекция № 12 Реальные газы.	61
1.13 Лекция № 13 Фазовые превращения вещества.....	65
1.14 Лекция № 14 Электростатическое поле в вакууме.....	69
1.15 Лекция № 15 Электростатическое поле в веществе.....	74
1.16 Лекция № 16 Законы постоянного тока.....	79
1.17 Лекция № 17 Электрический ток в металлах, вакууме и газах.....	84
1.18 Лекция № 18 Элементы зонной теории проводимости. Электронно-дырочный переход.....	90
1.19 Лекция № 19 Магнитное поле постоянного тока.....	98
1.20 Лекция № 20 Закон полного тока. Теорема Гаусса..	105
1.21 Лекция № 21 Электромагнитная индукция.....	109
1.22 Лекция № 22 Самоиндукция. Взаимная индукция.....	114
1.23 Лекция № 23 Магнитное поле в веществе.....	118
1.24 Лекция № 24 Электромагнитные колебания.....	124
1.25 Лекция № 25 Электромагнитное поле.....	129
1.26 Лекция № 26 Электромагнитные волны.....	132
1.27 Лекция № 27 Интерференция и дифракция света.....	135
1.28 Лекция № 28 Поляризация и дисперсия света.....	146
1.29 Лекция № 29 Квантовые свойства света.....	153
1.30 Лекция № 30 Элементы физики атома.....	160
1.31 Лекция № 31 Элементы квантовой механики.....	163

1.32 Лекция № 32 Элементы физики атомного ядра.	174
1.33 Лекция № 33 Элементарные частицы	184
2 Методические материалы по выполнению лабораторных работ.....	188
2.1 Лабораторная работа № ЛР-1 Движение с постоянным ускорением.....	188
2.2 Лабораторная работа № ЛР-2 Движение под действием постоянной силы.....	191
2.3 Лабораторная работа № ЛР-3 Закон сохранения механической энергии.....	194
2.4 Лабораторная работа № ЛР-4 Соударения упругих шаров.....	196
2.5 Лабораторная работа № ЛР-5 Определение момента инерции шатуна	199
2.6 Лабораторная работа № ЛР-6 Свободные механические колебания	201
2.7 Лабораторная работа № ЛР-7 Законы течения идеальной жидкости	205
2.8 Лабораторная работа № ЛР-8 Распределение Максвелла	207
2.9 Лабораторная работа № ЛР-9 Диффузия в газах	209
2.10 Лабораторная работа № ЛР-10 Теплоёмкость идеального газа.....	212
2.11 Лабораторная работа № ЛР-11 Адиабатический процесс	215
2.12 Лабораторная работа № ЛР-12 Цикл Карно	218
2.13 Лабораторная работа № ЛР-13 Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса.....	221
2.14 Лабораторная работа № ЛР-14 Электрическое поле точечных зарядов.....	223
2.15 Лабораторная работа № ЛР-15 Движение заряженной частицы в электрическом поле.....	227
2.16 Лабораторная работа № ЛР-16 Электроизмерительные приборы.	229
2.17 Лабораторная работа № ЛР-17 Закон Ома для неоднородного участка цепи	237
2.18 Лабораторная работа № ЛР-18 Цепи постоянного тока	239
2.19 Лабораторная работа № ЛР-19 Переходные процессы в цепях постоянного тока с конденсатором	243
2.20 Лабораторная работа № ЛР-20 Измерение зависимости сопротивления лампы накаливания от тока накала.....	245
2.21 Лабораторная работа № ЛР-21 Измерение температурной характеристики терморезистора	248
2.22 Лабораторная работа № ЛР-22 Измерение вольт-амперной характеристики полупроводникового диода.....	256
2.23 Лабораторная работа № ЛР-23 Магнитное поле	259
2.24 Лабораторная работа № ЛР-24 Движение заряженной частицы в магнитном поле	263
2.25 Лабораторная работа № ЛР-25 Электромагнитная индукция	265
2.26 Лабораторная работа № ЛР-26 Свободные колебания в RLC-контуре	267

2.27 Лабораторная работа № ЛР-27 <i>Вынужденные колебания в RLC-контуре</i>	270
2.28 Лабораторная работа № ЛР-28 <i>Электромагнитные волны</i>	272
2.29 Лабораторная работа № ЛР-29 <i>Определение скорости света в стекле</i>	277
2.30 Лабораторная работа № ЛР-30 <i>Изучение микроскопа</i>	280
2.32 Лабораторная работа № ЛР-32 <i>Опыт Юнга</i>	285
2.33 Лабораторная работа № ЛР-33 <i>Дифракционная решетка</i>	287
2.34 Лабораторная работа № ЛР-34 <i>Поляризация света</i>	290
2.35 Лабораторная работа № ЛР-35 <i>Внешний фотоэффект</i>	293
2.36 Лабораторная работа № ЛР-36 <i>Эффект Комптона</i>	296
2.37 Лабораторная работа № ЛР-37 <i>Спектр излучения атомарного водорода</i>	299
2.38 Лабораторная работа № ЛР-38 <i>Дифракция электронов</i>	302
2.39 Лабораторная работа № ЛР-39 <i>Прохождение электромагнитного излучения через вещество</i>	306
2.40 Лабораторная работа № ЛР-40 <i>Ядра атомов</i>	310
2.41 Лабораторная работа № ЛР-41 <i>Измерение радиоактивного излучения</i>	313

1 КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

1.1 Лекция № 1 (2 часа).

Тема: «Кинематика поступательного и вращательного движений»

1.1.1 Вопросы лекции:

1. Предмет и задачи физики. Механика.
2. Основные кинематические характеристики движения частиц. Законы равномерного и равноускоренного движения.

3. Скорость и ускорение частицы при криволинейном движении.

4. Вращательное движение. Угловая скорость и угловое ускорение.

Равнопеременное вращение

5. Аналогия формул кинематики поступательного и вращательного движения.

1.1.2 Краткое содержание вопросов:

1. Предмет и задачи физики. Механика.

Физика – наука о природе (в переводе с греческого *physis* - природа). В настоящее время физика теоретическая изучает общие свойства и законы движения вещества и поля – двух форм существования материи. Физика прикладная – решает проблемы, возникающие при конструировании и эксплуатации новых технических устройств. Механика-раздел физики, изучающий законы механического движения. Часто применяют абстрактные модели физических тел: «материальная точка или частица» и «абсолютно твёрдое тело». Классическая механика состоит из кинематики, динамики и статики.

2. Основные кинематические характеристики движения частиц. Законы равномерного и равноускоренного движения.

Кинематика – это часть механики, которая рассматривает движение тел или изменение этого движения без выяснения причин, которые их вызывают. **Механическим движением называется изменение положения тела в пространстве относительно других тел с течением времени.**

Задать положение тела в пространстве можно как с помощью координат x, y, z , так и с помощью радиуса – вектора $\vec{r}$ проведенного из начала отсчета к точке, в которой в данный момент времени находится движущееся тело. **Траектория** – линия, вдоль которой движется тело (материальная точка).

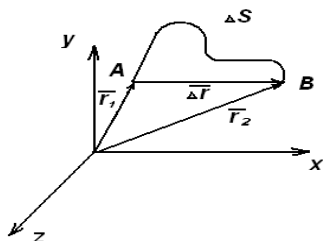


Рис.1

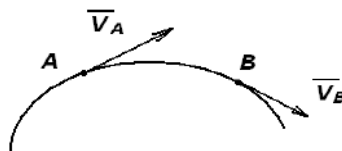


Рис.2

В зависимости от формы траектории движение может быть: а) прямолинейным б) криволинейным.

Путь Δs - длина отрезка траектории между начальным и конечным положением тела.

Перемещение $\Delta \vec{r}$ – вектор, проведенный от начального к конечному положению тела.

Средняя скорость – перемещение, совершаемое в среднем за единицу времени.

Средняя скорость направлена вдоль перемещения.

$$\vec{v}_{\text{ср}} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (\text{м/с})$$

Средняя путевая скорость – путь, проходимый за единицу времени.

$$v_{\text{ср.путевая}} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (\text{м/с})$$

Средняя путевая скорость является скалярной величиной.

Мгновенная скорость – скорость в данный момент времени в данной точке траектории. Равна первой производной от перемещения по времени.

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{r}'(t)$$

Мгновенная скорость направлена по касательной к траектории в данной точке. Так как при $\Delta t \rightarrow 0$ $\Delta r \rightarrow \Delta s$, модуль вектора мгновенной скорости можно определить также как первую производную от пути по времени.

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{ds}{dt}$$

Ускорение $\vec{a}$ - характеризует быстроту изменения скорости с течением времени.

Среднее ускорение $\vec{a}_{\text{ср}}$ равно изменению скорости за единицу времени.

$$\vec{a}_{\text{ср}} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (\text{м/с}^2)$$

Мгновенное ускорение $\vec{a}$ - ускорение в данный момент времени в данной точке траектории.

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{v}'(t) = \vec{r}''(t)$$

Мгновенное ускорение равно первой производной от скорости по времени или второй производной от перемещения по времени.

3. Скорость и ускорение частицы при криволинейном движении.

Так как скорость изменяется в общем случае (при криволинейном движении) как по величине, так и по направлению, вектор полного ускорения $\vec{a}$ можно представить в виде геометрической суммы нормального (центростремительного) ускорения и тангенциального (касательного) ускорения

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau.$$

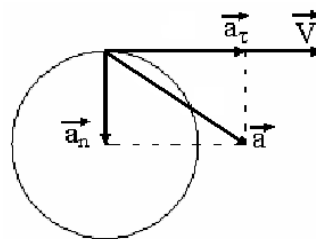
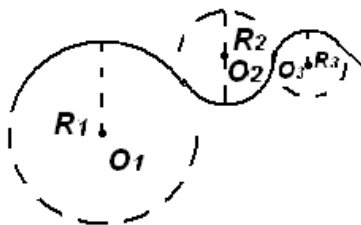


Рис.4

Рис.3

Движение по любой кривой можно представить как движение по дуге окружности определенного радиуса. R_1, R_2, R_3 , – радиусы кривизны траектории; O_1, O_2, O_3 – центры кривизны. Нормальное ускорение a_n характеризует быстроту изменения скорости по направлению, направлено по радиусу окружности к её центру и равно по величине

$$a_n = \frac{v^2}{R}.$$

Тангенциальное ускорение характеризует быстроту изменения модуля скорости, направлено по касательной к траектории и равно по величине

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} = v'(t).$$

Полное ускорение направлено в сторону вогнутости траектории и равно по величине

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}$$

Законы равномерного и равноускоренного движения. Частные случаи движения точки.

1. Равномерным называется движение с постоянной скоростью.

а) Прямолинейное равномерное движение.

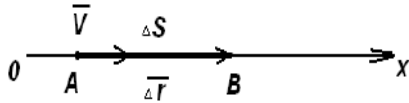


Рис.5

$$\bar{a} = 0$$

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

$$\Delta s = v \cdot \Delta t$$

$$\bar{a}_n = 0$$

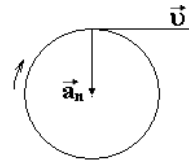


Рис.6

$$\Delta s = \Delta r$$

$$v = \frac{\Delta r}{\Delta t}$$

$$\Delta r = v \cdot \Delta t$$

б) Равномерное движение по окружности.

$$|\vec{v}| = \text{const} \quad a_n = a = \frac{v^2}{R} = \text{const} \quad \Delta s \neq \Delta r$$

2. Равнопеременным называется движение с постоянным ускорением.

а) Равнопеременное прямолинейное движение.

$$\bar{a}_n = 0 \quad \bar{a} = \bar{a}_\tau = \bar{a}_{\text{cp}} = \text{const}$$

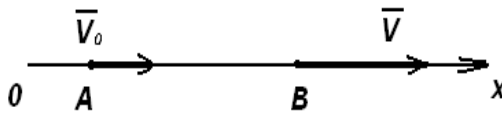


Рис.7

$$a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v - v_0}{t - t_0} = \frac{v - v_0}{t} \quad (\text{если } t_0 = 0)$$

3. Законы равнопеременного движения.

$$a = \frac{v - v_0}{t} \quad s = v_0 t \pm \frac{at^2}{2}$$

$$v = v_0 \pm at \quad s = \frac{v^2 - v_0^2}{\pm 2a}$$

1. Неравномерное прямолинейное движение

$$a_\tau = a \neq \text{const} \quad a_n = 0 \quad v \neq \text{const}$$

$$a = \frac{dv}{dt}; \quad dv = a \cdot dt; \quad v = \int_{t_1}^{t_2} a \cdot dt$$

$$v = \frac{ds}{dt}; \quad ds = v \cdot dt; \quad S = \int_{t_1}^{t_2} v \cdot dt$$

Принцип независимости движений

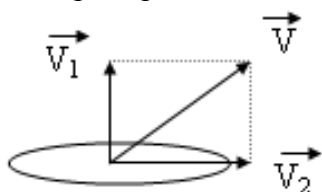
Часто можно наблюдать, как тело участвует одновременно в нескольких движениях. Например, лодка пересекает реку и одновременно сносится течением;

выпущенная из лука стрела продолжает движение в горизонтальном направлении и одновременно падает на Землю и т.п. Рассмотрение такого сложного движения значительно упрощается тем, что его можно представить, как сумму более простых, т.е. как бы разложить на составляющие движения. Причем очень важно отметить то, что каждое из этих составляющих движений происходит независимо от другого – в этом состоит принцип независимости движений. Лодка, держащая курс перпендикулярно течению, пересечет реку за такое же время, как в стоячей воде; стрела, выпущенная из лука с какой-то горизонтальной скоростью, упадет на Землю через такой же промежуток времени, через который она бы упала, будучи просто ускоренной стрелком с той же высоты.

Отдельные движения, в которых одновременно участвует тело в данной системе отсчета, не влияют друг на друга и все величины (скорость перемещение), характеризующие их, складываются как независимые:

$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \vec{S}_3 + \vec{S}_4 + \dots \quad \vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \vec{v}_3 + \vec{v}_4 + \dots$$

пользуясь принципом независимости движений можно рассчитать результат сложения нескольких движений, или наоборот, разложить на несколько более простых. Например,



v_1 – скорость лодки относительно воды.

v_2 – скорость течения реки.

v_3 – скорость лодки относительно берега

Рис.8

$$v = v_1 + v_2; \quad v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$$

Относительность механического движения

В механике движения тела всегда рассматривается относительно другого, которое условно принимается за неподвижное. Очевидно, что по отношению к различным телам отсчета движение может быть различным.

Например, тело покоящееся относительно Земли, относительно Солнца совершает сложное движение, вращаясь вокруг земной оси и одновременно перемещаясь с Землей вокруг Солнца; пассажир, покоящийся относительно поезда, относительно Земли движется с определенной скоростью и т.п. Из этих и многих других примеров ясно, что характеристики одного и того же движения неодинаковы в разных системах отсчета, т.е. траектория, путь, перемещение, скорость меняются при переходе от одной системы отсчета к другой. Этим объясняется важность правильного выбора системы отсчета при решении задачи, так как часто решение задачи значительно упрощается, если эта система выбрана удачно.

4. Вращательное движение. Угловая скорость и угловое ускорение.

Вращательным движением тела называется такое движение, при котором все точки его описывают окружности с центрами, лежащими на одной прямой, называемой осью вращения. Ось вращения может находиться как внутри вращающегося тела, так и вне его (рис. 9).

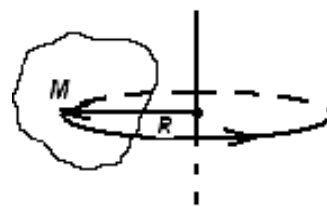


Рис. 9

Будем считать, что расстояние между точками тела остается неизменным в процессе движения, т.е. тело не деформируется. Такие тела называют абсолютно твердыми. Движение точки абсолютно твердого тела при его вращении можно характеризовать скоростью v , направленной по касательной к её траектории (в этом случае её называют линейной скоростью), но для характеристики движения всего тела в

целом это не всегда удобно, т.к. скорости различных точек неодинаковы. Из рисунка (рис. 2) видно, что за одно и то же время точка В проходит больший путь, чем точка А, расположенная ближе к оси вращения О (ось вращения перпендикулярна к плоскости чертежа) следовательно, чем дальше расположена точка от оси вращения, тем больше её скорость. Углы же φ_A и φ_B , на которые повернулись радиусы-векторы, проведенный от оси вращения к точкам А и В, одинаковы.

Угол φ , на который поворачивается радиус-вектор, проведенный к любой точке тела, при его вращении называется углом поворота или угловым перемещением. Эта величина одинакова для всех точек тела и, следовательно, может служить характеристикой вращения тела в целом.

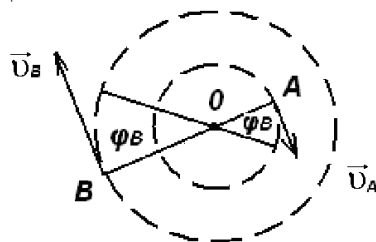


Рис. 10

В единицах СИ угол поворота принято измерять не в градусах, а в радианах. **Радиян** - это угол между двумя радиусами круга, вырезающими на окружности дугу, длина которой равна радиусу. Из этого определения следует, что угол поворота φ , выраженный в радианах, равен отношению длины дуги S , стягивающий угол, к радиусу R . Зная угловое перемещение тела, всегда можно рассчитать расстояние, которое пройдет за время вращения любая его точка: $S = \varphi R$ (где R - радиус, соединяющий точку с осью вращения)

1. Равномерное вращательное движение

Вращение называется равномерным, если за равные промежутки времени совершаются одинаковые угловые перемещения. Быстрота вращения характеризуется угловой скоростью, которая численно равна углу поворота за единицу времени, т.е. определяется аналогично скорости равномерного прямолинейного движения:

$$\omega = \frac{\varphi}{t}.$$

Если известна угловая скорость (ω), угловое перемещение за любое время t найдется по формуле: $\varphi = \omega t$. Для того, чтобы угловая скорость отражала не только быстроту, но и направление вращения, её принято изображать в виде вектора, лежащего на оси вращения, длина которого в определенном масштабе равна численному значению ω , а направление связано с направлением вращения правилом правого винта. Это значит, что из конца вектора угловой скорости $\vec{\omega}$ вращение тела должно быть видно происходящим против часовой стрелки (рис. 3). Следовательно, если задан вектор угловой скорости, тем самым заданы:

1. положение оси в пространстве; 2. направление вращения; 3. скорость вращения.

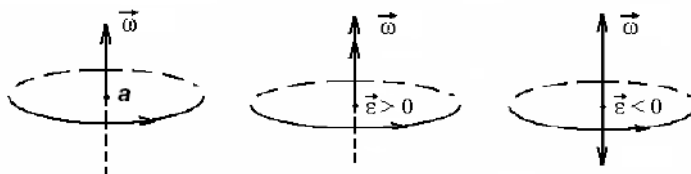


Рис. 11

Направление вектору угловой скорости $\vec{\omega}$ приписывается искусственно, поэтому его называют псевдовектором. Кроме угловой скорости и угла поворота равномерное вращение характеризуется периодом обращения T и частотой ν . **Период обращения – это**

время, за которое тело совершает один полный оборот вокруг оси, т.е. поворачивается на угол 2π .

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

где n – число оборотов, t – время за которое совершено n оборотов.

Число оборотов за единицу времени называется частотой $\nu = \frac{n}{t}$

очевидно, что $T = \frac{1}{\nu}$.

Установим связь угловой скорости с периодом и частотой: $\omega = \frac{\varphi}{t}$, но так как за каждый оборот тело поворачивается на угол 2π , то $\varphi = 2\pi n$ и

$$\omega = \frac{2\pi n}{t} = 2\pi \nu = \frac{2\pi}{T}.$$

Неравномерное вращение

Неравномерное вращение характеризуется мгновенной угловой скоростью. Мгновенная скорость определяется как предел средней скорости при стремлении промежутка времени, за который она определяется, к нулю. Направление вектора мгновенной скорости задается тем же правилом – правилом правого винта.

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} = \dot{\varphi}(t)$$

Мгновенная угловая скорость равна первой производной от угла поворота радиуса – вектора по времени. Для вычисления угла поворота за конечный промежуток времени необходимо проинтегрировать выражение:

$$\varphi = \int_1^2 \omega(t) dt$$

Быстрота изменения угловой скорости характеризуется угловым ускорением $\vec{\varepsilon}$, которое определяется выражением:

$$\vec{\varepsilon} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$$

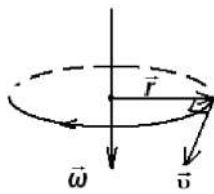
Угловое ускорение равно первой производной от угловой скорости по времени. В общем случае вектор угловой скорости $\vec{\omega}$ может меняться как по величине (изменяется скорость вращения тела вокруг оси), так и по направлению (изменяется положение оси вращения в пространстве). В случае вращения тела вокруг неподвижной оси изменение вектора $\vec{\omega}$ обусловлено изменением только его численного значения и $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$. Вектор углового ускорения $\vec{\varepsilon}$ направлен также вдоль оси вращения. Если угловая

скорость увеличивается $\frac{d\omega}{dt} > 0$, направление вектора $\vec{\varepsilon}$ совпадает с направлением $\vec{\omega}$;

если угловая скорость уменьшается $\left(\frac{d\omega}{dt} < 0 \right)$, вектор $\vec{\varepsilon}$ направлен в сторону, противоположную $\vec{\omega}$.

Из вида исходных формул, характеризующих вращательное движение можно заключить о их полной математической аналогии с формулами, характеризующими поступательное (прямолинейное) движение. Очевидно, что подобную аналогичность мы будем наблюдать и во всех вытекающих формулах, служащих описанию вращательного движения. Например, в случае равноускоренного вращения будут иметь место формулы:

$\omega = \omega_0 \pm \varepsilon t$, $\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}$, описывающие изменение угловой скорости и угла поворота тела соответственно. Знак плюс соответствует случаю увеличения угловой скорости, а минус –



уменьшению.

Рис. 12

Линейное перемещение по дуге окружности ds связано с угловым перемещением $d\varphi$ соотношением $d\varphi = \frac{ds}{r}$ или $ds = d\varphi r$. Дифференцируя это выражение по времени,

получаем $\frac{ds}{dt} = r \frac{d\varphi}{dt}$ или $v = \omega r$. Дифференцируя по времени равенство $v = \omega r$, получаем

$$\frac{dv}{dt} = r \frac{d\omega}{dt} \text{ или } a_\tau = \varepsilon r$$

5. Аналогия формул кинематики поступательного и вращательного движения

поступательное	вращательное
Путь $S(\text{м})$	Угол поворота φ (рад)
Скорость $\vec{v}$ (м/с)	Угловая скорость $\vec{\omega}$ (рад/с)
Ускорение a (м/с ²)	Угловое ускорение ε (рад/с ²)
Равномерное движение	
$v = \frac{s}{t}; s = vt$	$\omega = \frac{\varphi}{t}; \varphi = \omega t$
Неравномерное движение	
$v = \frac{ds}{dt} = s'(t)$	$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \varphi'(t)$
$a_\tau = \frac{dv}{dt} = v'(t) = S''(t)$	$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \omega'(t) = \varphi''(t)$
Равнопеременное движение	
$a = \frac{v - v_0}{t}$	$\varepsilon = \frac{\omega - \omega_0}{t}$
$v = v_0 \pm at$	$\omega = \omega_0 \pm \varepsilon t$
$S = v_0 t \pm \frac{at^2}{2}$ $S = \frac{v^2 - v_0^2}{\pm 2a}$	$\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}$ $\varphi = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\pm 2\varepsilon}$

1.2 Лекция № 2 (2 часа).

Тема: «Динамика материальной точки и поступательного движения твёрдого тела»

1.2.1 Вопросы лекции:

1. Законы Ньютона.

2. Виды сил в механике.
3. Центр масс механической системы и закон его движения.

1.2.2 Краткое содержание вопросов

1. Законы Ньютона.

Первый закон Ньютона. Материальная точка (тело) сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока воздействие со стороны других тел не заставит ее изменить это состояние.

Стремление тела сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения называется **инертностью**. Поэтому первый закон Ньютона называют также **законом инерции**. Первый закон Ньютона *постулирует* существование **инерциальных систем отсчета** — таких, относительно которых, материальная точка, не подверженная воздействию других тел, движется равномерно и прямолинейно.

Чтобы описывать воздействия, упоминаемые в первом законе Ньютона, вводят понятие **силы**. Для описания *инерционных* свойств тел вводится понятие **массы**.

Сила — векторная величина, являющаяся *мерой механического действия* на тело со стороны других тел или полей, в результате, которого тело приобретает ускорение или изменяет форму и размеры.

Механическое взаимодействие может осуществляться как *между непосредственно* контактирующими телами (например, при ударе, трении, давлении друг на друга и т.п.), так и *между удаленными телами*.

Особая форма материи, связывающая частицы вещества в единые системы и передающая с конечной скоростью действие одних частиц на другие, называется **физическим полем** или просто **полем**.

Взаимодействие между удаленными телами осуществляется посредством связанных с ними гравитационных и электромагнитных полей.

Сила $\vec{F}$ полностью задана, если указаны ее *модуль* $\vec{F}$, направление в пространстве и *точка приложения*.

Прямая, вдоль которой направлена сила, называется **линией действия силы**. **Центральными** называются силы, которые всюду направлены вдоль прямых, проходящих через одну и ту же неподвижную точку — *центр сил*, и зависят только от расстояния до центра сил.

Одновременное действие на материальную точку нескольких сил эквивалентно действию одной силы, называемой **равнодействующей**, или **резльтирующей**, силой и *равной их геометрической сумме*. **Единица силы** — ньютон (Н): 1Н — сила, которая массе в 1кг сообщает ускорение 1 м/с^2 в направлении действия силы.

Масса — физическая величина, одна из основных характеристик материи, определяющая ее инерционные и гравитационные свойства. **Единица массы** — килограмм (кг).

Плотностью тела ρ в точке M называется отношение массы dm малого элемента тела, включающего точку M , к величине dV объема этого элемента.

$$\rho = \frac{dm}{dV}$$

Импульс - векторная величина $\vec{p}$, равная произведению массы m материальной точки на ее скорость $\vec{v}$, и имеющая направление скорости, называется **импульсом** этой материальной точки.

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v}$$

Второй закон Ньютона

Второй закон Ньютона — основной закон динамики поступательного движения — отвечает на вопрос, как изменяется механическое движение материальной точки (тела) под действием приложенных к ней сил.

Ускорение, приобретаемое материальной точкой (телом), пропорционально вызывающей его силе, совпадает с ней по направлению и обратно пропорционально массе материальной точки (тела):

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{или} \quad \vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \dot{\vec{p}} \quad \left| \quad \vec{F} = \right.$$

Более общая формулировка второго закона Ньютона: **скорость изменения импульса материальной точки равна действующей на нее силе.**

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}}$$

Векторная величина $\vec{F}dt$ называется **элементарным импульсом силы** $\vec{F}$ за малое время dt ее действия. Импульс силы за промежуток времени t_1 определяется интегралом $\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}dt$. Согласно второму закону Ньютона **изменение импульса материальной точки равно импульсу действующей на нее силы:**

$$d\vec{p} = \vec{F}dt \quad \text{и} \quad \Delta p = p_2 - p_1 = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}dt$$

Основной закон динамики материальной точки выражает принцип причинности в классической механике — **однозначная связь** между изменением с течением времени состояния движения и положения в пространстве материальной точки и действующими на нее силами, что позволяет, зная начальное состояние материальной точки, вычислить ее состояние в любой последующий момент времени.

Принцип независимости действия сил. 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. Согласно этому принципу силы и ускорения можно разлагать на составляющие, использование которых приводит к существенному упрощению решения задач.

Например, *нормальное и тангенциальное ускорения* материальной точки определяются соответствующими составляющими силы:

$$\begin{aligned} \vec{a}_\tau &= \frac{\vec{F}_\tau}{m}; & a_\tau &= \frac{dv}{dt} = \frac{F_\tau}{m}; & F_\tau &= m \frac{dv}{dt} \\ \vec{a}_n &= \frac{\vec{F}_n}{m}; & a_n &= \frac{v^2}{R} = \omega^2 R = \frac{F_n}{m}; & F_n &= \frac{mv^2}{R} = m\omega^2 R \end{aligned}$$

Сила $\vec{F}_n$, сообщаящая материальной точке *нормальное* ускорение, направлена к центру кривизны траектории и потому называется **центростремительной силой**.

Третий закон Ньютона

Всякое действие материальных точек (тел) друг на друга имеет характер взаимодействия; силы с которыми действуют друг на друга материальные точки, всегда равны по модулю, противоположно направлены и действуют вдоль прямой, соединяющей эти точки.

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

Третий закон Ньютона позволяет перейти от динамики отдельной материальной точки к динамике произвольной системы материальных точек, поскольку позволяет свести любое взаимодействие к силам парного взаимодействия между материальными точками.

2. Виды сил в механике

Силы тяготения (гравитационные силы). В системе отсчета связанной с Землей, на всякое тело массой m действует сила:

$$\vec{P} = m\vec{g},$$

называемая **силой тяжести** — сила, с которой тело притягивается Землей. Под действием силы притяжения к Земле все тела падают с одинаковым ускорением $g = 9,81 \text{ м/с}^2$, называемым **ускорением свободного падения**.

Весом тела — называется сила, с которой тело вследствие тяготения к Земле действует на опору или натягивает нить подвеса.

Сила тяжести действует всегда, а вес проявляется лишь тогда, когда на тело кроме силы тяжести действуют другие силы. Сила тяжести равна весу тела только в том случае, когда ускорение тела относительно земли равно нулю. В противном случае $\vec{P} = m(\vec{g} - \vec{a})$, где $\vec{a}$ — ускорение тела с опорой относительно Земли. Если тело свободно движется в поле силы тяготения, то $\vec{a} = \vec{g}$ и вес равен нулю, т.е. тело будет невесомым.

Невесомость — это состояние тела, при котором оно движется только под действием силы тяжести.

Силы упругости возникают в результате взаимодействия тел, сопровождающегося их деформацией.

Упругая сила пропорциональна смещению частицы из положения равновесия и направлена к положению равновесия:

$$\vec{F} = -k\vec{r},$$

где $\vec{r}$ — радиус-вектор, характеризующий смещение частицы из положения равновесия, k — упругость. Примером такой силы является *сила упругости деформации пружины* при растяжении или сжатии:

$$F = -kx,$$

где k — жесткость пружины, x — упругая деформация.

Сила трения скольжения возникает при скольжении данного тела по поверхности другого:

$$F_{\text{тр}} = kN,$$

где k — коэффициент трения скольжения, зависящий от природы и состояния соприкасающихся поверхностей: N — сила нормального давления, прижимающая трущиеся поверхности друг к другу. Сила трения направлена по касательной к трущимся поверхностям в сторону, противоположную движению данного тела относительно другого.

3. Центр масс механической системы и закон его движения.

Совокупность материальных точек (тел), рассматриваемых как единое целое, называется **механической системой**. Силы взаимодействия между материальными точками механической системы называются — **внутренними**. Силы, с которыми на материальные точки системы действуют внешние тела, называются **внешними**.

В механике Галилея—Ньютона из-за независимости массы от скорости импульс системы может быть выражен через скорость ее центра масс. **Центром масс** (или **центром инерции**) системы материальных точек называется воображаемая точка C , положение которой характеризует распределение массы этой системы. Ее радиус-вектор равен

$$\vec{r}_C = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m},$$

где m_i и $\vec{r}_i$ — соответственно масса и радиус-вектор i -й материальной точки; n — число материальных точек в системе; $m = \sum_{i=1}^n m_i$ — масса системы. Скорость центра масс

$$\mathbf{v}_C = \frac{d\mathbf{r}_C}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\mathbf{r}_i}{dt}}{m} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \mathbf{v}_i}{m}.$$

Учитывая, что $p_i = m_i v_i$, а $\sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i$ есть импульс $\mathbf{p}$ системы, можно написать

$$\mathbf{p} = m \mathbf{v}_C.$$

т. е. импульс системы равен произведению массы системы на скорость ее центра масс. Отсюда, получим

$$m \frac{d\mathbf{v}_C}{dt} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_n,$$

т. е. центр масс системы движется как материальная точка, в которой сосредоточена масса всей системы и на которую действует сила, равная геометрической сумме всех внешних сил, приложенных к системе. Это выражение представляет собой закон движения центра масс.

1.3 Лекция № 3 (2 часа).

Тема: «Законы сохранения импульса и энергии»

1.3.1 Вопросы лекции:

1. Закон сохранения импульса.
2. Работа, энергия, мощность.
3. Закон сохранения энергии в механике.
4. Удар абсолютно упругих и неупругих тел.

1.3.2 Краткое содержание вопросов

1. Закон сохранения импульса.

Совокупность материальных точек (тел), рассматриваемых как единое целое, называется **механической системой**.

Силы взаимодействия между материальными точками механической системы называются — **внутренними**.

Силы, с которыми на материальные точки системы действуют внешние тела, называются **внешними**. Механическая система тел, на которую не действуют внешние силы, называется **замкнутой** (или **изолированной**).

Тело называется **свободным**, если на его положение и движение в пространстве не наложено никаких ограничений, и — **несвободным** — если на его возможные положения и движения наложены те или иные ограничения, называемые в механике **связями**. Несвободное тело можно рассматривать как свободное, заменив действие на него тел, осуществляющих связи, соответствующими силами. Эти силы называются **реакциями связей**, а все остальные силы, действующие на тело, — **активными силами**.

Если мы имеем механическую систему, состоящую из многих тел, то, согласно третьему закону Ньютона, силы, действующие между этими телами, будут равны и противоположно направлены, т. е. геометрическая сумма внутренних сил равна нулю.

Рассмотрим механическую систему, состоящую из n тел, масса и скорость которых соответственно равны $m_1, m_2, \dots, m_n$, и $v_1, v_2, \dots, v_n$. Пусть $F'_1, F'_2, \dots, F'_n$ — равнодействующие внутренних сил, действующих на каждое из этих тел, а $F_1, F_2, \dots, F_n$ — равнодействующие

внешних сил. Запишем второй закон Ньютона для каждого из n тел механической системы:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(m_1 \mathbf{v}_1) &= \mathbf{F}'_1 + \mathbf{F}_1, \\ \frac{d}{dt}(m_2 \mathbf{v}_2) &= \mathbf{F}'_2 + \mathbf{F}_2, \\ &\vdots \\ \frac{d}{dt}(m_n \mathbf{v}_n) &= \mathbf{F}'_n + \mathbf{F}_n.\end{aligned}$$

Складывая почленно эти уравнения, получаем

$$\frac{d}{dt}(m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 + \dots + m_n \mathbf{v}_n) = \mathbf{F}'_1 + \mathbf{F}'_2 + \dots + \mathbf{F}'_n + \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_n.$$

Но так как геометрическая сумма внутренних сил механической системы по третьему закону Ньютона равна нулю, то

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 + \dots + m_n \mathbf{v}_n) &= \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_n, \\ \frac{d\mathbf{p}}{dt} &= \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_n,\end{aligned}$$

или

где $\mathbf{p} = \sum_{i=1}^n m_i \mathbf{v}_i$ — импульс системы. Таким образом, производная по времени от импульса механической системы равна геометрической сумме внешних сил, действующих на систему.

В случае отсутствия внешних сил (рассматриваем замкнутую систему)

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \mathbf{v}_i) = 0, \quad \text{т. е.} \quad \mathbf{p} = \sum_{i=1}^n m_i \mathbf{v}_i = \text{const.}$$

Последнее выражение и является законом сохранения импульса:

импульс замкнутой системы сохраняется, т. е. не изменяется с течением времени.

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i = \text{const}$$

Этот закон носит универсальный характер, т. е. закон сохранения импульса — фундаментальный закон природы.

Закон сохранения импульса является следствием определенного свойства симметрии пространства — его однородности. **Однородность пространства** заключается в том, что при параллельном переносе в пространстве замкнутой системы тел как целого ее физические свойства и законы движения не изменяются, иными словами, не зависят от выбора положения начала координат инерциальной системы отсчета.

Отметим, что, согласно, импульс сохраняется и для незамкнутой системы, если геометрическая сумма всех внешних сил равна нулю.

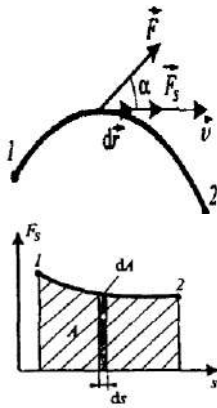
Из закона сохранения импульса вытекает, что центр масс замкнутой системы либо движется прямолинейно и равномерно, либо остается неподвижным.

2. Работа. Мощность. Энергия.

Работа силы — это количественная характеристика процесса обмена энергией между взаимодействующими телами.

При *прямолинейном движении* тела под действием постоянной силы $\vec{F}$, которая составляет некоторый угол α с направлением перемещения, работа этой силы равна:

$$A = F_s s = F s \cos \alpha$$



В общем случае сила может изменяться как по модулю, так и по направлению, поэтому этой формулой пользоваться нельзя. Однако на элементарном (бесконечно малом) перемещении $d\vec{r}$ можно ввести

скалярную величину — **элементарную работу** dA силы $\vec{F}$:

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r}) = F \cos \alpha \cdot ds = F_s ds$$

Тогда **работа силы на участке траектории** от точки 1 до точки 2 равна алгебраической сумме элементарных работ на отдельных бесконечно малых участках пути:

$$A = \int_1^2 F ds \cos \alpha = \int_1^2 F_s ds$$

Если зависимость F_s от s представлена графически, то работа A определяется площадью заштрихованной фигуры (см. рисунок).

Чтобы охарактеризовать **скорость совершения работы**, вводят понятие **мощности**. Мощность N равна скалярному произведению вектора силы на вектор скорости, с которой движется точка приложения этой силы.

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{\vec{F} d\vec{r}}{dt} = (\vec{F}, \vec{v})$$

Единица работы — джоуль (Дж) — работа совершаемая силой 1 Н на пути 1 м:
1 Дж = 1 Н · м.

Единица мощности — ватт (Вт): 1 Вт — мощность, при которой за время 1 с совершается работа 1 Дж: 1 Вт = 1 Дж/с.

Энергия — это универсальная мера различных форм движения и взаимодействия. С различными формами движения материи связывают различные формы энергии: механическую, тепловую, электромагнитную, ядерную... Изменение механического движения тела вызывается силами, действующими на него со стороны других тел.

Кинетическая энергия механической системы (K) — это энергия механического движения этой системы.

Сила, действуя на покоящееся тело и вызывая его движение, совершает работу, а энергия движущегося тела возрастает на величину затраченной работы. Таким образом, приращение кинетической энергии частицы на элементарном перемещении равно элементарной работе на том же перемещении:

$$dK = dA$$

Тело массой m , движущееся со скоростью v , обладает кинетической энергией:

$$dA = \vec{F} d\vec{r} = m \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r} = m \vec{v} d\vec{v} = m v dv = dK \Rightarrow K = \int_0^v m v dv = \frac{mv^2}{2}$$

Кинетическая энергия зависит только от массы и скорости тела. Поэтому кинетическая энергия: (1) является *функцией состояния* системы; (2) всегда *положительна*; (3) *неодинакова* в разных инерциальных системах отсчета.

3. Закон сохранения энергии в механике

Консервативной (потенциальной) называют силу, работа которой определяется только начальным и конечным положениями тела и не зависит от формы пути. Консервативными силами являются силы тяготения, упругости. Все центральные силы консервативны. Примером **неконсервативных** сил являются силы трения.

Потенциальная энергия (W) — механическая энергия системы тел, определяемая их взаимным расположением и характером сил взаимодействия между ними.

Потенциальная энергия системы, подобно кинетической энергии, является функцией состояния системы. Она зависит только от конфигурации системы и ее положения по отношению к внешним телам.

Примеры потенциальной энергии:

1) Потенциальная энергия тела массой m на высоте h :

$$W = mgh$$

2) Потенциальная энергия пружины, растянутой на длину x : $W = \frac{kx^2}{2}$

Единица кинетической и потенциальной **энергии** — Джоуль (Дж).

Полная механическая энергия системы — энергия механического движения и взаимодействия $E=K+W$ — равна сумме кинетической и потенциальной энергий.

Закон сохранения энергии: в системе тел, между которыми действуют только консервативные силы полная механическая энергия сохраняется, т.е. не изменяется со временем:

$$K + W = E = \text{const}$$

Это — **фундаментальный** закон природы. Он является следствием однородности времени — инвариантности физических законов относительно выбора начала отсчета времени.

Механические системы, на тела которых действуют только консервативные силы (внутренние и внешние), называются консервативными системами, *В консервативных системах полная механическая энергия остается постоянной*. Могут лишь происходить превращения кинетической энергии в потенциальную и обратно в эквивалентных количествах, так что полная энергия остается неизменной.

Диссипативные системы — системы, в которых механическая энергия постепенно уменьшается за счет преобразования в другие (немеханические) формы энергии. В системе, в которой действуют также неконсервативные силы, например *силы трения, полная механическая энергия системы не сохраняется*. Однако при «исчезновении» механической энергии всегда возникает эквивалентное количество энергии другого вида.

Таким образом, **энергия никогда не исчезает и не появляется вновь, она лишь превращается из одного вида в другой**. В этом заключается физическая сущность закона сохранения и превращения энергии — сущность неуничтожимости материи и ее движения.

4. Удар абсолютно упругих и неупругих тел.

Удар (соударение) — столкновение двух или более тел, при котором взаимодействие длится очень короткое время.

Центральный удар — удар, при котором тела до удара движутся по прямой, проходящей через их центры масс.

Абсолютно упругий удар — столкновение двух тел, в результате которого в обоих взаимодействующих телах не остается никаких деформаций и вся кинетическая энергия, которой обладали тела до удара, после удара снова превращается в кинетическую энергию. **Выполняются** законы сохранения импульса и сохранения механической энергии.

Обозначим скорости шаров массами m_1 и m_2 до удара через $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$, после удара — через $\vec{v}_1'$ и $\vec{v}_2'$. Рассмотрим прямой центральный удар. Законы сохранения:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2', \quad \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2}.$$

$$\text{Отсюда:} \quad v_1' = \frac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2 v_2}{m_1 + m_2}, \quad v_2' = \frac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1 v_1}{m_1 + m_2}$$

Абсолютно неупругий удар — столкновение двух тел, в результате которого тела объединяются, двигаясь дальше как единое тело.

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{v}, \quad \vec{v} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}; \quad \text{При} \quad m_1 = m_2$$

$$\vec{v} = \frac{\vec{v}_1 + \vec{v}_2}{2}$$

Не выполняется закон сохранения механической энергии: вследствие деформации часть кинетической энергии переходит во внутреннюю энергию тел (разогрев). Это уменьшение равно:

$$\Delta K = \left(\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} \right) - \frac{(m_1 + m_2) v^2}{2} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (v_1 - v_2)^2.$$

Если ударяемое тело было первоначально неподвижно ($v_2 = 0$), то:

$$v = \frac{m_1 v_1}{m_1 + m_2}, \quad \Delta K = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1 v_1^2}{2}. \quad \text{Если } m_2 \gg m_1, \text{ то } v \ll v_1 \text{ и}$$

$$\Delta K \approx K_1$$

1.4 Лекция № 4 (2 часа).

Тема: «Динамика вращательного движения»

1.4.1 Вопросы лекции:

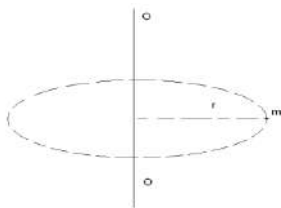
1. Момент инерции. Момент силы. Теорема Штейнера.
2. Работа при вращении тела. Кинетическая энергия вращающегося тела.
3. Основной закон динамики вращательного движения.
4. Момент импульса. Закон сохранения момента импульса. Гироскоп.
5. Аналогия формул динамики поступательного и вращательного движений.

1.4.2 Краткое содержание вопросов

1. Момент инерции. Момент силы. Теорема Штейнера.

1. Момент инерции материальной точки равен произведению массы точки на квадрат ее расстояния до оси вращения.

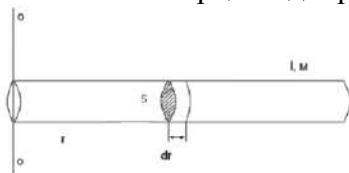
$$J = m \cdot r^2 \quad [J] = \text{кг} \cdot \text{м}^2$$



2. Момент инерции твердого тела равен сумме моментов инерции всех материальных точек, из которых тело состоит.

$$J = \sum_{i=1}^n m_i \cdot r_i^2$$

3. Момент инерции однородного тонкого стержня.



$$J \approx \sum_{i=1}^n \Delta m_i \cdot r_i^2$$

$$J = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \cdot r_i^2 = \int dm \cdot r^2 \quad \boxed{J = \int dm \cdot r^2} \text{ - момент инерции тела, масса которого}$$

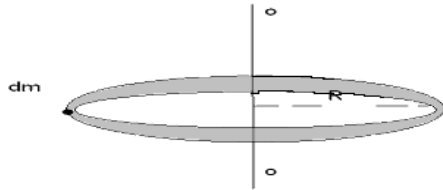
равномерно распределена по объему ($\rho = \text{const}$).

Для стержня $dm = \rho \cdot dV = \rho \cdot S \cdot dr$.

$$J = \int_0^l \rho \cdot S \cdot dr \cdot r^2 = \rho \cdot S \cdot \int_0^l r^2 \cdot dr = \frac{\rho \cdot S \cdot r^3}{3} \Big|_0^l = \frac{\rho \cdot S \cdot l^3}{3} = \frac{ml^2}{3} \quad (\text{т.к. } S \cdot l = V; V \cdot \rho = m)$$

$J = \frac{1}{3} m l^2$ - момент инерции однородного стержня относительно оси, проходящей перпендикулярно стержню через его конец.

4. Момент инерции кольца (обруча).

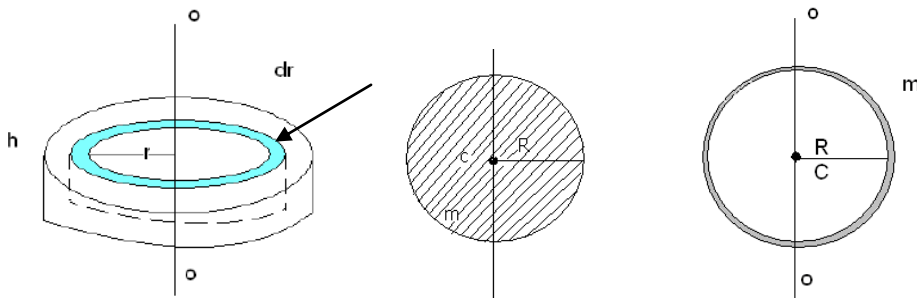


$$J = \int dm \cdot R^2 = R^2 \cdot \int dm = mR^2 \quad \boxed{J = mR^2}$$

По этой же формуле можно определить момент инерции тонкостенного цилиндра.

5. Момент инерции однородного сплошного цилиндра (диска), относительно его оси.

$$\pi r^2 = S, \quad S \cdot h = V, \quad \rho \cdot V = m \quad J_{\text{цилиндра(шара)}} = \frac{1}{2} mR^2$$

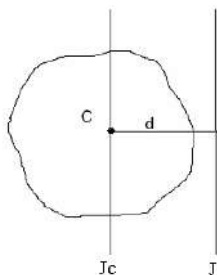


6. Момент инерции сплошного однородного шара относительно оси, проходящей через его центр масс: $J_{\text{шара}} = \frac{2}{5} mR^2$

7. Момент инерции полой тонкостенной сферы: $J_{\text{сферы}} = \frac{2}{3} mR^2$

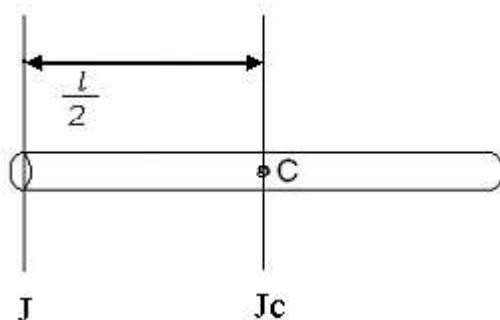
Теорема Штейнера позволяет определять момент инерции тела относительно произвольной оси, если известен момент инерции этого тела, относительно оси, проходящей через центр масс.

$$J = J_c + md^2$$



Момент инерции тела относительно произвольной оси равен моменту инерции этого тела относительно оси, проходящей через центр масс, параллельно данной, сложенному с произведением массы тела на квадрат расстояния между осями.

Пример:



$$J = \frac{1}{3} ml^2; \quad J = J_c + md^2; \quad J_c = J - md^2; \quad J_c = \frac{1}{3} ml^2 - m\left(\frac{l}{2}\right)^2 = \frac{ml^2}{3} - \frac{ml^2}{4} = \frac{1}{12} ml^2$$

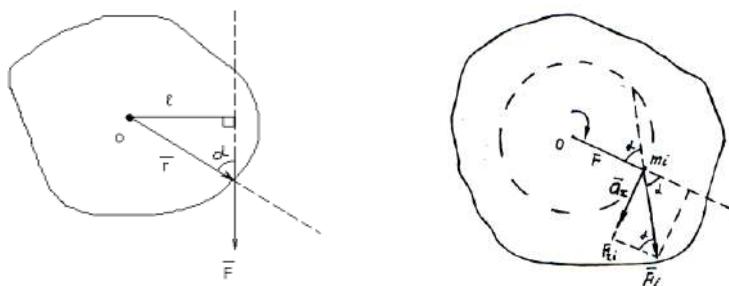
$$J = \frac{1}{12} ml^2$$

- момент инерции однородного тонкого стержня относительно оси проходящей перпендикулярно стержню через его середину (центр масс).

Вывод: Момент инерции тела зависит от его массы, размеров, формы и расположения оси вращения.

Момент силы.

Вращающее действие силы зависит не только от её величины, но и от того, на каком расстоянии от оси вращения проходит линия действия силы, т.е. от плеча силы.



r - радиус-вектор, соединяющий ось вращения с точкой приложения силы (на чертеже ось вращения $\perp$ плоскости чертежа). Силу F можно переносить вдоль линии её действия.

Плечом силы l называется кратчайшее расстояние от оси вращения до линии действия силы.

Величина момента силы (модуль) равна произведению силы на её плечо.

Учитывая, что $l = r \cdot \sin \alpha$:

$$M = F \cdot r \cdot \sin \alpha$$

Т.к. при изменении направления силы на противоположное, направление вращения тела изменится, момент силы, кроме модуля, должен характеризоваться направлением, т.е. быть вектором.

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] \quad |M| = r \cdot F \cdot \sin \alpha \quad [M] = H \cdot n$$

Момент силы направлен вдоль оси вращения так, как будет двигаться буравчик, если его ручку вращать по направлению вращения тела, обусловленного этой силой.

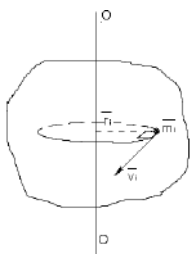
Направление момента силы также можно определить как направление векторного произведения векторов $\vec{r}$ и $\vec{F}$.

Так как моменты, вращающие тело в противоположных направлениях, направлены вдоль оси вращения в противоположные стороны, резльтирующий вращающий момент равен алгебраической сумме моментов всех сил, приложенных к этому телу.

Моменты, вращающие тело в противоположных направлениях, имеют противоположные знаки.

2. Работа при вращении тела. Кинетическая энергия вращающегося тела.

Кинетическая энергия вращающегося тела равна сумме кинетических энергий всех материальных точек, из которого это тело состоит



$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \cdot v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \cdot \omega \cdot r_i^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \cdot \sum_{i=1}^n m_i \cdot r_i^2 = \frac{J \cdot \omega^2}{2}$$

$$E_k = \frac{J \cdot \omega^2}{2} \quad \text{— кинетическая энергия тела, вращающегося}$$

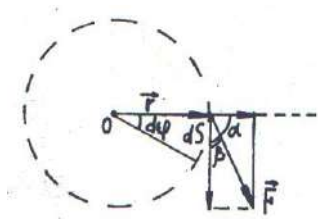
относительно неподвижной оси.

Если тело одновременно участвует в поступательном и вращательном движении (например, катится):

$$E_k = \frac{J \cdot \omega^2}{2} + \frac{m \cdot v^2}{2}$$

v — скорость поступательного движения центра масс.

Работа при вращении тела.



$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{S}$$

$$dA = F \cdot dS \cdot \cos \beta = F \cdot dS \cdot \sin \alpha \quad \text{— элементарная работа}$$

$$dS = d\phi \cdot r$$

$$dA = F \cdot d\phi \cdot r \cdot \sin \alpha$$

$$F \cdot r \cdot \sin \alpha = M$$

$$dA = \vec{M} \cdot d\vec{\phi}$$

Работа при вращении тела равна произведению вращающего момента на угол поворота.

1) Если $M = \text{const}$

$$A = M \cdot \phi$$

2) Если $M \neq \text{const}$

$$A = \int_1^2 M \cdot d\phi$$

$$A = \int_1^2 M \cdot d\phi = \int_1^2 J \cdot \varepsilon \cdot d\phi = \int_1^2 J \cdot \frac{d\omega}{dt} \cdot d\phi = \int_1^2 J \cdot \omega \cdot d\omega = J \int_{\omega_1}^{\omega_2} \omega \cdot d\omega = \frac{J \cdot \omega^2}{2} = \frac{J\omega_2^2}{2} - \frac{J\omega_1^2}{2}$$

$$A = \frac{J\omega_2^2}{2} - \frac{J\omega_1^2}{2}$$

— теорема о кинетической энергии для

вращательного

движения.

Изменение кинетической энергии тела равно работе внешних сил.

3. Основной закон динамики вращательного движения.

Пусть некоторое тело вращается с угловым ускорением под действием приложенной к точке m_i силы F_i . Запишем для i -й точки второй закон Ньютона

$$m_i \cdot a_{\tau i} = F_i \cdot \sin \alpha$$

$$m_i \cdot \varepsilon \cdot r_i = F_i \cdot \sin \alpha$$

Умножим уравнения на r_i

$$m_i \cdot \varepsilon \cdot r_i^2 = M_i$$

$$\varepsilon \cdot m_i \cdot r_i^2 = M_i$$

Просуммируем по всем точкам.

$$\varepsilon \cdot \sum_{i=1}^n m_i \cdot r_i^2 = \sum_{i=1}^n M_i$$

$$M = \sum_{i=1}^n M_i - \text{резльтирующий момент всех приложенных к телу сил.}$$

$$J = \sum_{i=1}^n m_i \cdot r_i^2 - \text{момент инерции тела}$$

$$\boxed{J \cdot \varepsilon = M} \quad (ma = F)$$

Очевидно, что полученное уравнение аналогично 2-му закону Ньютона для поступательного движения. Это основной закон динамики вращательного движения (второй закон Ньютона для вращательного движения):

Произведение момента инерции тела на полученное им угловое ускорение равно результирующему моменту всех приложенных к телу сил.

$$\varepsilon = \frac{M}{J} \quad a = \frac{F}{m}$$

Учитывая, что векторы $\vec{\varepsilon}$ и $\vec{M}$ направлены вдоль оси вращения, уравнение можно записать в векторной форме:

$$\boxed{\vec{M} = J \cdot \vec{\varepsilon}}$$

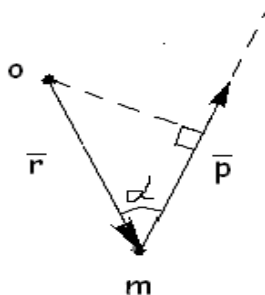
Если $M = 0$, то $\varepsilon = 0$, $\omega = \text{const}$.

Тело, имеющее закрепленную ось вращения, будет находиться в покое или вращаться с постоянной угловой скоростью (равномерно), если результирующий момент всех приложенных к телу сил, равен 0.

Если $M = \text{const}$, $\varepsilon = \text{const}$

Тело, имеющее закрепленную ось вращения, будет вращаться с постоянным угловым ускорением (равноускоренно) под действием постоянного вращающего момента.

4. Момент импульса. Закон сохранения момента импульса.



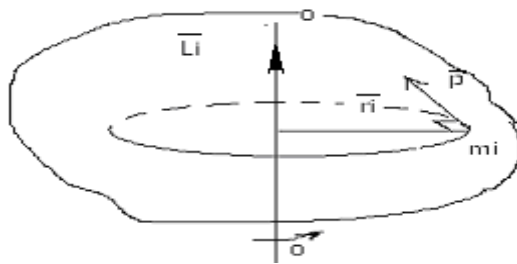
$$\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}]$$

$$[L] = r \cdot p \cdot \sin \alpha = p \cdot l$$

$$l = r \cdot \sin \alpha - \text{плечо} \cdot \text{импульса}$$

Момент импульса материальной точки равен векторному произведению радиус-вектора, проведенного от оси вращения к материальной точке, на импульс этой точки.

Модуль момента импульса точки равен произведению импульса точки на его плечо. Направлен момент импульса вдоль оси вращения в соответствии с правилом векторного произведения или правилом буравчика.



Момент импульса вращающегося тела равен сумме моментов импульса всех материальных точек, из которых это тело состоит. Т.к. моменты импульса всех точек направлены одинаково, геометрическую сумму моментов импульса можно заменить арифметической при определении модуля момента импульса тела.

$$L = \sum_{i=1}^n p_i \cdot r_i \cdot \sin 90^\circ = \sum_{i=1}^n m_i \cdot v_i \cdot r_i = \sum_{i=1}^n m_i \cdot \omega \cdot r_i^2 = \omega \sum_{i=1}^n m_i \cdot r_i^2 = J\omega$$

Учитывая, что векторы $\vec{L}$ и $\vec{\omega}$ направлены вдоль оси вращения, равенство можно записать в векторной форме.

$$\vec{L} = J \cdot \vec{\omega}$$

Момент импульса вращающегося тела равен произведению момента инерции тела на его угловую скорость.

Продифференцируем это уравнение по времени: $\frac{d\vec{L}}{dt} = J \cdot \frac{d\vec{\omega}}{dt} = J \cdot \vec{\varepsilon} = \vec{M}$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$$

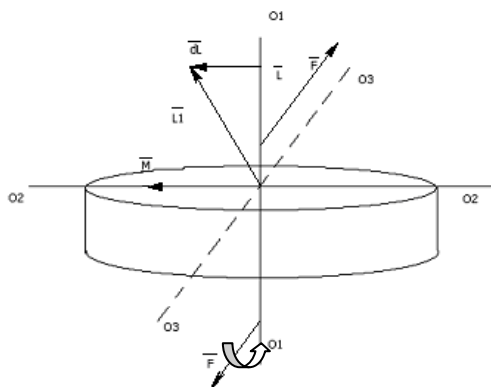
Скорость изменения момента импульса равна результирующему моменту внешних сил. Для замкнутой системы $\vec{M} = 0$, тогда $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$ или $\vec{L} = J \cdot \vec{\omega} = \text{const}$

Момент импульса замкнутой системы остаётся величиной постоянной – закон сохранения момента импульса.

Примеры: 1. Балерины, фигуристы. 2. Движение спутников и планет в апогее и перигее. 3. Распространенность вращательного движения во Вселенной (сохранение ориентации оси вращения). 4. Замедление вращения Земли из-за приливного трения приводит к удалению Луны от Земли.

Гирискон – массивное однородное тело, вращающееся с большой угловой скоростью около своей оси симметрии.

Кроме способности сохранять ориентацию оси вращения в пространстве вследствие закона сохранения момента импульса, для гироскопов характерен гироскопический эффект.



Приложим к оси O1 силы, стремящиеся повернуть тело относительно оси O2. Момент этих сил $\vec{M}$ будет направлен вдоль оси O2 влево, как и приращение момента импульса $d\vec{L}$.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M};$$

$$d\vec{L} = \vec{M} \cdot dt$$

Т. к. новый момент импульса $\vec{L}_1 = \vec{L} + d\vec{L}$ направлен вдоль новой оси вращения, тело повернулось относительно оси O3, которая перпендикулярна оси O2.

При попытке повернуть гироскоп относительно некоторой оси, он повернется относительно оси, перпендикулярной предполагаемой (гироскопический эффект).

Примеры: 1. Волчок (юла); 2. Прецессия Земной оси.

Прецессия – воздействие на гироскоп внешних сил приводит к движению оси гироскопа по конусу вследствие гироскопического эффекта.

5. Аналогия формул динамики поступательного и вращательного движения

Поступательное	Вращательное
масса m	Момент инерции $J = m \cdot r^2$
сила $\vec{F}$	момент силы $\vec{M} = [\vec{r} \times \vec{F}]$
импульс $\vec{P} = m \cdot \vec{v}$	момент импульса $\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{P}]$; $\vec{L} = J \cdot \vec{\omega}$
Основной закон динамики	
$\vec{F} = m\vec{a}$; $\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}$	$\vec{M} = J \cdot \vec{\varepsilon}$; $\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$;
Кинетическая энергия	
$E_k = \frac{m \cdot v^2}{2}$	$E_k = \frac{J \cdot \omega^2}{2}$
Работа	
$dA = \vec{F} \cdot d\vec{S}$; $A = \int_1^2 \vec{F} \cdot d\vec{S}$	$dA = \vec{M} \cdot d\vec{\varphi}$; $A = \int_1^2 \vec{M} \cdot d\vec{\varphi}$
Теорема о кинетической энергии	
$A = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}$	$A = \frac{J\omega_2^2}{2} - \frac{J\omega_1^2}{2}$
Мощность	
$N = \frac{dA}{dt} = F \cdot v$	$N = \frac{dA}{dt} = M \cdot \omega$

1.5 Лекция № 5 (2 часа).

Тема: «Механические колебания»

1.5.1 Вопросы лекции:

1. Гармонические колебания и их характеристики.
2. Энергия гармонических колебаний.
3. Пружинный, физический и математический маятники.
4. Сложение гармонических колебаний методом векторных диаграмм.
5. Затухающие колебания и их характеристики.

6. Вынужденные колебания. Резонанс.

1.5.2 Краткое содержание вопросов

1. Гармонические колебания и их характеристики.

Колебаниями называются движения или процессы, которые характеризуются определенной повторяемостью во времени. **Колебания** называются **свободными** (или **собственными**), если они совершаются за счет первоначально сообщенной энергии при последующем отсутствии внешних воздействий на колебательную систему (систему, совершающую колебания).

Простейшим типом колебаний являются **гармонические колебания** — колебания, при которых колеблющаяся величина изменяется со временем по закону синуса (косинуса). Рассмотрение гармонических колебаний важно по двум причинам: 1) колебания, встречающиеся в природе и технике, часто имеют характер, близкий к гармоническому; 2) различные **периодические процессы** (процессы, повторяющиеся через равные промежутки времени) можно представить, как наложение гармонических колебаний. Гармонические колебания величины s описываются уравнением типа

$$s = A \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

Где A — максимальное значение колеблющейся величины, называемое **амплитудой колебания**, ω_0 — **круговая (циклическая) частота**, φ — **начальная фаза колебания** в момент времени $t=0$, $(\omega_0 t + \varphi)$ — **фаза колебания** в момент времени t . Фаза колебания определяет значение колеблющейся величины в данный момент времени. Так как косинус изменяется в пределах от $+1$ до -1 , то s может принимать значения от $+A$ до $-A$.

Определенные состояния системы, совершающей гармонические колебания, повторяются через промежуток времени T , называемый **периодом колебания**, за который фаза колебания получает приращение 2π , т. е.

$$\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi,$$

откуда

$$T = 2\pi/\omega_0.$$

Величина, обратная периоду колебаний,

$$\nu = 1/T,$$

т. е. число полных колебаний, совершаемых в единицу времени, называется **частотой колебаний**.

$$\omega_0 = 2\pi\nu.$$

Единица частоты — **герц (Гц)**: 1 Гц — частота периодического процесса, при которой за 1 совершается один цикл процесса.

2. Энергия гармонических колебаний.

Пусть материальная точка совершает прямолинейные гармонические колебания вдоль оси координат x около положения равновесия, принятого за начало координат. Тогда зависимость координаты x от времени t задается уравнением:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad \text{где } s = x$$

Скорость v и ускорение a колеблющейся точки соответственно равны первой и второй производной от координаты по времени:

$$v = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi) = A\omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi/2);$$

$$a = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi) = A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi).$$

Сила $F = ma$, действующая на колеблющуюся материальную точку массой m , равна

$$F = -m\omega_0^2 x.$$

Следовательно, сила пропорциональна смещению материальной точки из положения равновесия и направлена в противоположную сторону (к положению равновесия).

Кинетическая энергия материальной точки, совершающей прямолинейные гармонические колебания, равна

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi),$$

или

$$T = \frac{mA^2\omega_0^2}{4} [1 - \cos 2(\omega_0 t + \varphi)].$$

Потенциальная энергия материальной точки, совершающей гармонические колебания под действием упругой силы F , равна

$$\Pi = -\int_0^x F dx = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi),$$

или

$$\Pi = \frac{mA^2\omega_0^2}{2} [1 + \cos 2(\omega_0 t + \varphi)].$$

Сложив выражения для кинетической и потенциальной энергии, получим формулу для **полной энергии**:

$$E = T + \Pi = mA^2\omega_0^2/2.$$

Полная энергия остается постоянной, так как при гармонических колебаниях справедлив закон сохранения механической энергии, поскольку упругая сила консервативна

3. Пружинный, физический и математический маятники

Гармоническим осциллятором называется система, совершающая колебания, описываемые уравнением вида

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0.$$

Пружинный маятник — это груз массой m , подвешенный на абсолютно упругой пружине и совершающий гармонические колебания под действием упругой силы $F = -kx$, где k — жесткость пружины. Уравнение движения маятника

$$m\ddot{x} = -kx, \text{ или } \ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0.$$

Из сравнения уравнения колебаний пружинного маятника с дифференциальным уравнением гармонических колебаний следует, что пружинный маятник совершает гармонические колебания по закону $x = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$ с циклической частотой

$$\omega_0 = \sqrt{k/m}$$

и периодом

$$T = 2\pi\sqrt{m/k}.$$

Формулы справедливы для упругих колебаний в пределах, в которых выполняется закон Гука, т. е. когда масса пружины мала по сравнению с массой тела. Потенциальная энергия пружинного маятника равна

$$\Pi = kx^2/2.$$

Физический маятник — это твердое тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг неподвижной горизонтальной оси, проходящей через точку O , не совпадающую с центром масс C тела (рис. 201).

Если маятник отклонен из положения равновесия на некоторый угол α , то в соответствии с уравнением динамики вращательного движения твердого тела момент M возвращающей силы можно записать в виде

$$J\ddot{\alpha} = J\epsilon = F_\tau l = -mgl \sin \alpha \approx -mgla,$$

где J — момент инерции маятника относительно оси, проходящей через точку подвеса O , l — расстояние между ней и центром масс маятника, $F_\tau = -mg \sin \alpha \approx -mg\alpha$ — возвращающая сила (знак минус обусловлен тем, что направления F_τ и α всегда

противоположны; $\sin \alpha \approx \alpha$ соответствует малым колебаниям маятника, т.е. малым отклонениям маятника из положения равновесия). Уравнение можно записать в виде

$$J\ddot{\alpha} + mgl\alpha = 0, \text{ или } \ddot{\alpha} + \frac{mgl}{J}\alpha = 0.$$

Принимая $\omega_0 = \sqrt{mgl/J}$, получим уравнение $\ddot{\alpha} + \omega_0^2 \alpha = 0$, идентичное уравнению гармонических колебаний $\alpha = \alpha_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$.

Из сравнения уравнений следует, что при малых колебаниях физический маятник совершает гармонические колебания с циклической частотой ω_0 и периодом

$$T = 2\pi/\omega_0 = 2\pi\sqrt{J/(mgl)} = 2\pi\sqrt{L/g},$$

где $L = J/(ml)$ — **приведенная длина физического маятника**.

Точка O' на продолжении прямой OC , отстоящая от точки O подвеса маятника на расстоянии приведенной длины L , называется **центром качаний** физического маятника. Применяя теорему Штейнера, получим

$$L = \frac{J}{ml} = \frac{J_C + ml^2}{ml} = l + \frac{J_C}{ml} > l,$$

Точка подвеса O маятника и центр качаний O' обладают **свойством взаимозаменяемости**: если точку подвеса перенести в центр качаний, то прежняя точка O подвеса станет новым центром качаний, и период колебаний физического маятника не изменится.

Математический маятник — это *идеализированная* система, состоящая из материальной точки массой m , подвешенной на нерастяжимой невесомой нити, и колеблющаяся под действием силы тяжести.

4. Сложение гармонических колебаний методом векторных диаграмм.

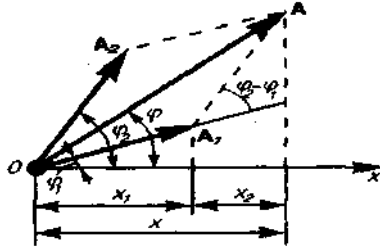
Гармонические колебания изображаются графически **методом вращающегося вектора амплитуды**, или **методом векторных диаграмм**. Для этого из произвольной точки O , выбранной на оси x , под углом φ , равным начальной фазе колебания, откладывается вектор A , модуль которого равен амплитуде A рассматриваемого колебания (рис. 2). Если этот вектор привести во вращение с угловой скоростью ω_0 , равной циклической частоте колебаний, то проекция конца вектора будет перемещаться по оси x и принимать значения от $-A$ до $+A$, а колеблющаяся величина будет изменяться со временем по закону $s = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$. Таким образом, гармоническое колебание можно представить проекцией на некоторую *произвольно* выбранную ось вектора амплитуды A , отложенного из произвольной точки оси под углом φ , равным начальной фазе, и вращающегося с угловой скоростью ω_0 вокруг этой точки.

Сложение гармонических колебаний одного направления и одинаковой частоты. Биения

Колеблющееся тело может участвовать в нескольких колебательных процессах, тогда необходимо найти результирующее колебание, иными словами, колебания необходимо сложить. Сложим гармонические колебания одного направления и одинаковой частоты

$$\begin{cases} x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_1), \\ x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_2), \end{cases}$$

воспользовавшись методом вращающегося вектора амплитуды. Построим векторные диаграммы этих колебаний



Так как векторы A_1 и A_2 вращаются с одинаковой угловой скоростью ω_0 , то разность фаз $(\varphi_2 - \varphi_1)$ между ними остается постоянной. Очевидно, что уравнение результирующего колебания будет

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega_0 t + \varphi).$$

Амплитуда A и начальная фаза φ соответственно задаются соотношениями

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1); \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}.$$

Таким образом, тело, участвуя в двух гармонических колебаниях одного направления и одинаковой частоты, совершает также гармоническое колебание в том же направлении и с той же частотой, что и складываемые колебания. Амплитуда результирующего колебания зависит от разности фаз $(\varphi_2 - \varphi_1)$ складываемых колебаний.

Проанализируем выражение для амплитуды в зависимости от разности фаз $(\varphi_2 - \varphi_1)$:

1) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2m\pi$ ($m=0, 1, 2, \dots$), тогда $A=A_1+A_2$, т. е. амплитуда результирующего колебания A равна сумме амплитуд складываемых колебаний;

2) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m+1)\pi$ ($m=0, 1, 2, \dots$), тогда $A=|A_1-A_2|$, т. е. амплитуда результирующего колебания равна разности амплитуд складываемых колебаний.

Для практики особый интерес представляет случай, когда два складываемых гармонических колебания одинакового направления мало отличаются по частоте. В результате сложения этих колебаний получаются колебания с периодически изменяющейся амплитудой. Периодические изменения амплитуды колебания, возникающие при сложении двух гармонических колебаний с близкими частотами, называются **биениями**.

Пусть амплитуды складываемых колебаний равны A , а частоты равны ω и $\omega + \Delta\omega$, причем $\Delta\omega \ll \omega$. Начало отсчета выберем так, чтобы начальные фазы обоих колебаний были равны нулю:

$$\begin{cases} x_1 = A \cos \omega t, \\ x_2 = A \cos(\omega + \Delta\omega) t. \end{cases}$$

Складывая эти выражения и учитывая, что во втором сомножителе $\Delta\omega/2 \ll \omega$, найдем

$$x = (2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t) \cos \omega t.$$

Результирующее колебание можно рассматривать как гармоническое с частотой ω , амплитуда A_6 , которого изменяется по следующему периодическому закону:

$$A_6 = |2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t|.$$

Частота изменения A_6 в два раза больше частоты изменения косинуса (так как берется по модулю), т. е. частота биений равна разности частот складываемых колебаний:

$$\omega_6 = \Delta\omega.$$

Период биений

$$T_6 = 2\pi/\Delta\omega.$$

Характер зависимости показан на рисунке, где сплошные жирные линии дают график результирующего колебания, а огибающие их — график медленно меняющейся по амплитуды.

Определение частоты тона биений между эталонным и измеряемым колебаниями — наиболее широко применяемый на практике метод сравнения измеряемой величины с эталонной. Метод биений используется для настройки музыкальных инструментов, анализа слуха и т. д.

Любые сложные периодические колебания $s=f(t)$ можно представить в виде суперпозиции одновременно совершающихся гармонических колебаний с различными амплитудами, начальными фазами, а также частотами, кратными циклической частоте ω_0 :

$$s=f(t)=\frac{A_0}{2}+A_1 \cos (\omega_0 t+\varphi_1)+A_2 \cos (2 \omega_0 t+\varphi_2)+\ldots+A_n \cos (n \omega_0 t+\varphi_n).$$

Представление периодической функции в данном виде связывают с понятием **гармонического анализа сложного периодического колебания**, или **разложения Фурье**. Слагаемые ряда Фурье, определяющие гармонические колебания с частотами $\omega_0, 2\omega_0, 3\omega_0, \dots$, называются **первой** (или **основной**), **второй**, **третьей** и т. д. **гармониками** сложного периодического колебания.

5. Затухающие колебания и их характеристики

Свободные затухающие колебания — колебания, амплитуды которых из-за потерь энергии реальной колебательной системой с течением времени уменьшаются.

Простейшим механизмом уменьшения энергии колебаний является ее превращение в теплоту вследствие трения в механических колебательных системах. Закон затухания колебаний определяется свойствами колебательных систем. Обычно рассматривают **линейные системы** — идеализированные реальные системы, в которых параметры, определяющие физические свойства системы, в ходе процесса не изменяются.

Линейными системами являются, например, пружинный маятник при малых растяжениях пружины (когда справедлив закон Гука). Различные по своей природе линейные системы описываются идентичными линейными дифференциальными уравнениями, что позволяет подходить к изучению колебаний различной физической природы с единой точки зрения.

Дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний линейной системы задается в виде

$$\frac{d^2 s}{dt^2}+2\delta \frac{ds}{dt}+\omega_0^2 s=0,$$

где s — колеблющаяся величина, описывающая тот или иной физический процесс, $\delta=\text{const}$ — **коэффициент затухания**, ω_0 — циклическая частота свободных *незатухающих* колебаний той же колебательной системы, т. е. при $\delta=0$ (при отсутствии потерь энергии) называется **собственной частотой** колебательной системы.

Решением уравнения в случае малых затуханий ($\delta^2 \ll \omega_0^2$) будет функция

$$s=A_0 e^{-\delta t} \cos (\omega t+\varphi),$$

Где $A=A_0 e^{-\delta t}$ — **амплитуда затухающих колебаний**, A_0 — начальная амплитуда. Промежуток времени $\tau=1/\delta$, в течение которого амплитуда затухающих колебаний уменьшается в e раз, называется **временем релаксации**.

Затухание нарушает периодичность колебаний, поэтому затухающие колебания не являются периодическими и, строго говоря, к ним неприменимо понятие периода или частоты. Однако если затухание мало, то можно условно пользоваться понятием периода как промежутка времени между двумя последующими максимумами (или минимумами) колеблющейся физической величины. Тогда период затухающих колебаний равен

$$T = 2\pi/\omega = 2\pi/\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}.$$

Если $A(t)$ и $A(t + T)$ — амплитуды двух последовательных колебаний, соответствующих моментам времени, отличающимся на период, то отношение

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{-\delta T}$$

называется **декрементом затухания**, а его логарифм

$$\theta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \delta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}$$

— **логарифмическим декрементом затухания**; N_e — число колебаний, совершаемых за время уменьшения амплитуды в e раз. Логарифмический декремент затухания — постоянная для данной колебательной системы величина.

Для характеристики колебательной системы пользуются понятием **добротности** Q , которая при малых значениях логарифмического декремента равна

$$Q = \frac{\pi}{\theta} = \pi N_e = \frac{\pi}{\delta T_0} = \frac{\omega_0}{2\delta}$$

(так как затухание мало ($\delta^2 \ll \omega_0^2$), то T принято равным T_0).

Из формулы следует, что добротность пропорциональна числу колебаний N_e , совершаемых системой за время релаксации.

Выводы, полученные для свободных затухающих колебаний линейных систем, применимы для колебаний различной физической природы.

6. Вынужденные колебания. Резонанс.

Чтобы в реальной колебательной системе получить незатухающие колебания, надо компенсировать потери энергии. Такая компенсация возможна с помощью какого-либо периодически действующего фактора $X(t)$, изменяющего по гармоническому закону:

$$X(t) = X_0 \cos \omega t.$$

Если рассматривать механические колебания, то роль $X(t)$ играет внешняя вынуждающая сила

$$F = F_0 \cos \omega t.$$

Тогда закон движения для пружинного маятника запишется в виде

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} + F_0 \cos \omega t.$$

После преобразования

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = (F_0/m) \cos \omega t.$$

Решая данное уравнение относительно амплитуды колебаний, получим

$$A = \frac{x_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}}.$$

Рассмотрим зависимость амплитуды A вынужденных колебаний от частоты ω . Из формулы следует, что амплитуда A смещения имеет максимум. Чтобы определить **резонансную частоту** $\omega_{\text{рез}}$, — частоту, при которой амплитуда A смещения достигает максимума, — нужно найти максимум функции, или, что то же самое, минимум подкоренного выражения. Продифференцировав подкоренное выражение по ω и приравняв его нулю, получим условие, определяющее $\omega_{\text{рез}}$:

$$-4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 8\delta^2\omega = 0.$$

Это равенство выполняется при $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$, у которых только лишь положительное значение имеет физический смысл. Следовательно, резонансная частота

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}.$$

Явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты вынуждающей силы к частоте, равной или близкой собственной частоте колебательной системы, называется **резонансом**. При $\delta^2 \ll \omega_0^2$ значение $\omega_{\text{рез}}$

практически совпадает с собственной частотой ω_0 колебательной системы. Подставляя выражение для резонансной частоты в формулу для амплитуды вынужденных колебаний, получим

$$A_{\text{рез}} = \frac{x_0}{2\delta \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}.$$

1.6 Лекция № 6 (2 часа).

Тема: «Механические волны»

1.6.1 Вопросы лекции:

1. Волновой процесс и его характеристики.
2. Уравнение бегущей волны.
3. Звуковые волны.

1.6.2 Краткое содержание вопросов

1. Волновой процесс и его характеристики.

Процесс распространения колебаний в сплошной среде называется **волновым процессом** (или **волной**). При распространении волны частицы среды не движутся вместе с волной, а колеблются около своих положений равновесия. Вместе с волной от частицы к частице среды передаются лишь состояние колебательного движения и его энергия. Поэтому *основным свойством всех волн, независимо от их природы, является перенос энергии без переноса вещества.*

Среди разнообразных волн, встречающихся в природе и технике, выделяются следующие их типы: **волны на поверхности жидкости, упругие и электромагнитные волны. Упругими (или механическими)** волнами называются механические возмущения, распространяющиеся в упругой среде. Упругие волны бывают продольные и поперечные. В **продольных волнах** частицы среды колеблются в направлении распространения волны, в **поперечных** — в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны.

Продольные волны могут возбуждаться в средах, в которых возникают упругие силы *при деформации сжатия и растяжения*, т. Е. твердых, жидких и газообразных телах. Поперечные волны могут возбуждаться в среде, в которой возникают упругие силы *при деформации сдвига*, т. Е. в твердых телах; *в жидкостях и газах возникают только продольные волны*, а в твердых телах — как *продольные*, так и *поперечные*.

Упругая волна называется **гармонической**, если соответствующие ей колебания частиц среды являются гармоническими. На рис.1 представлена гармоническая поперечная волна, распространяющаяся со скоростью v вдоль оси x , т. Е. приведена зависимость между смещением ξ частиц среды, участвующих в волновом процессе, и расстоянием x этих частиц (например, частицы B) от источника колебаний O для какого-то фиксированного момента времени t . Приведенный график функции $\xi(x, t)$ похож на график гармонического колебания, однако они *различны по существу*. График волны дает зависимость смещения *всех частиц среды* от расстояния до источника колебаний в данный момент времени, а график колебаний — зависимость смещения *данной частицы от времени*.

Расстояние между ближайшими частицами, колеблющимися в одинаковой фазе, называется **длиной волны** λ (рис.1). Длина волны равна тому расстоянию, на которое распространяется определенная фаза колебания за период, т. Е.

$\lambda = vT$, или, учитывая, что $T = 1/\nu$, где ν — частота колебаний,

$$\lambda = vT, \quad v = \lambda \nu.$$

Геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t , называется **волновым фронтом**. Геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе, называется волновой поверхностью. Волновых поверхностей можно провести бесчисленное множество, а волновой фронт в каждый момент времени — один. Волновой фронт также является волновой поверхностью. Волновые поверхности могут быть любой формы, а в простейшем случае они представляют собой совокупность плоскостей, параллельных друг другу, или совокупность концентрических сфер. Соответственно **волна** называется **плоской** или **сферической**.

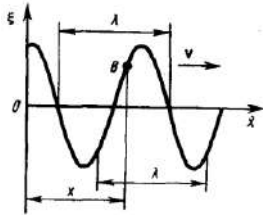


Рис.1

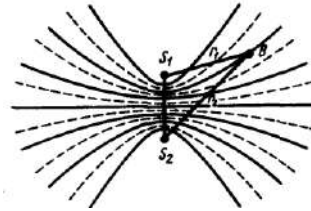


Рис.2

2. Уравнение бегущей волны

Бегущими волнами называются волны, которые переносят в пространстве энергию. Перенос энергии волнами количественно характеризуется **вектором плотности потока энергии**.

Этот вектор для упругих волн называется вектором Умова. Направление вектора Умова совпадает с направлением переноса энергии, а его модуль равен энергии, переносимой волной за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны.

Для вывода уравнения бегущей волны — зависимости смещения колеблющейся частицы от координат и времени — рассмотрим *плоскую волну*, предполагая, что колебания носят гармонический характер, а ось x совпадает с направлением распространения волны (рис.1). В данном случае волновые поверхности перпендикулярны оси x , а так как все точки волновой поверхности колеблются одинаково, то смещение ξ будет зависеть только от x и t , т. е. $\xi = \xi(x, t)$.

На рисунке рассмотрим некоторую частицу B среды, находящуюся от источника колебаний O на расстоянии x . Если колебания точек, лежащих в плоскости $x=0$, описываются функцией $\xi(0, t) = A \cos \omega t$, то частица B среды колеблется по тому же закону, но ее колебания будут отставать по времени от колебаний источника на τ , так как для прохождения волной расстояния x требуется время $\tau = x/v$, где v — скорость распространения волны. Тогда уравнение колебаний частиц, лежащих в плоскости x , имеет вид

$$\xi(x, t) = A \cos \omega(t - x/v),$$

откуда следует, что $\xi(x, t)$ является не только периодической функцией времени, но и периодической функцией координаты x . Это уравнение есть **уравнение бегущей волны**. Если плоская волна распространяется в противоположном направлении, то

$$\xi(x, t) = A \cos \omega(t + x/v).$$

В общем случае **уравнение плоской волны**, распространяющейся вдоль положительного направления оси x в среде, *не поглощающей* энергию, имеет вид

$$\xi(x, t) = A \cos [\omega(t - x/v) + \varphi_0],$$

где $A = \text{const}$ — **амплитуда волны**, ω — **циклическая частота**, φ_0 — **начальная фаза волны**, определяемая в общем случае выбором начал отсчета x и t , $[\omega(t - x/v) + \varphi_0]$ — **фаза плоской волны**.

Для характеристики волн используется **волновое число**

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v}.$$

Учитывая его, имеем $\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$.

Уравнение волны, распространяющейся вдоль отрицательного направления оси x , отличается только знаком члена kx .

$$\omega(t - x/v) + \varphi_0 = \text{const.}$$

Продифференцировав выражение $\omega(t - x/v) + \varphi_0 = \text{const.}$ и сократив на ω , получим $dt - \frac{1}{v}dx = 0$, откуда $\frac{dx}{dt} = v$.

Скорость v распространения волны в этом уравнении есть скорость *перемещения фазы* волны, и ее называют **фазовой скоростью**.

Групповая скорость. Если среда, в которой распространяется одновременно несколько волн, *линейна*, т. е. ее свойства не изменяются под действием возмущений, создаваемых волной, то к ним применим принцип суперпозиции (наложения) волн: при распространении в линейной среде нескольких волн каждая из них распространяется так, как будто другие волны отсутствуют, а результирующее смещение частицы среды в любой момент времени равно геометрической сумме смещений, которые получают частицы, участвуя в каждом из слагающих волновых процессов.

Исходя из принципа суперпозиции и разложения Фурье любая волна может быть представлена в виде суммы гармонических волн, т. е. в виде волнового пакета, или группы волн. **Волновым пакетом** называется суперпозиция волн, мало отличающихся друг от друга по частоте, занимающая в каждый момент времени ограниченную область пространства.

За скорость распространения этой негармонической волны (волнового пакета) принимают скорость перемещения максимума амплитуды волны, рассматривая тем самым максимум в качестве центра волнового пакета. При условии, что $t d\omega - x dk = \text{const}$, получим

$$\frac{dx}{dt} = \frac{d\omega}{dk} = u.$$

Скорость u есть **групповая скорость**. Ее можно определить, как скорость движения группы волн, образующих в каждый момент времени локализованный в пространстве волновой пакет.

Связь между групповой $u = \frac{d\omega}{dk}$ и фазовой $v = \omega/k$ скоростями, получим, учитывая, что $k = 2\pi/\lambda$

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk} = v + k \left(\frac{dv}{d\lambda} : \frac{dk}{d\lambda} \right) = v + k \left[\frac{dv}{d\lambda} : \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \right] = v + k \left(- \frac{\lambda^2}{2\pi} \right) \frac{dv}{d\lambda},$$

или

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}.$$

Из формулы вытекает, что u может быть как меньше, так и больше v в зависимости от знака $dv/d\lambda$. В недиспергирующей среде $dv/d\lambda = 0$ и групповая скорость совпадает с фазовой.

3. Звуковые волны

Звуковыми (или акустическими) волнами называются распространяющиеся в среде упругие волны, обладающие частотами в пределах 16—20 000 Гц. Волны указанных частот, воздействуя на слуховой аппарат человека, вызывают ощущение звука. Волны с $\nu < 16$ Гц (**инфразвуковые**) и $\nu > 20$ кГц (**ультразвуковые**) органами слуха человека не воспринимаются.

Звуковые волны в газах и жидкостях могут быть только продольными, так как эти среды обладают упругостью лишь по отношению к деформациям сжатия (растяжения). В

твердых телах звуковые волны могут быть как продольными, так и поперечными, так как твердые тела обладают упругостью по отношению к деформациям сжатия (растяжения) и сдвига.

Интенсивностью звука (или **силой звука**) называется величина, определяемая средней по времени энергией, переносимой звуковой волной в единицу времени сквозь единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны:

$$I = W/(St),$$

Единица интенсивности звука в СИ — **ватт на метр в квадрате** (Вт/м^2).

Чувствительность человеческого уха различна для разных частот. Для того чтобы вызвать звуковое ощущение, волна должна обладать некоторой минимальной интенсивностью, но если эта интенсивность превышает определенный предел, то звук не слышен и вызывает только болевое ощущение. Таким образом, для каждой частоты колебаний существуют наименьшая (**порог слышимости**) и наибольшая (**порог болевого ощущения**) интенсивности звука, которые способны вызвать звуковое восприятие.

Если интенсивность звука является величиной, объективно характеризующей волновой процесс, то субъективной характеристикой звука, связанной с его интенсивностью, является **громкость звука**, зависящая от частоты. Согласно физиологическому закону Вебера — Фехнера, с ростом интенсивности звука громкость возрастает по логарифмическому закону. На этом основании вводят объективную оценку громкости звука по измеренному значению его интенсивности:

$$L = \lg(I/I_0),$$

где I_0 — интенсивность звука на пороге слышимости, принимаемая для всех звуков равной 10^{-12} Вт/м^2 . Величина L называется **уровнем интенсивности звука** и выражается в белах (в честь изобретателя телефона Белла). Обычно пользуются единицами, в 10 раз меньшими, — **децибелами** (дБ).

Физиологической характеристикой звука является **уровень громкости**, который выражается в **фонах** (фон). Громкость для звука в 1000 Гц (частота стандартного чистого тона) равна 1 фон, если его уровень интенсивности равен 1 дБ. Например, шум в вагоне метро при большой скорости соответствует ≈ 90 фон, а шепот на расстоянии 1 м — ≈ 20 фон.

Реальный звук является наложением гармонических колебаний с большим набором частот, т. е. звук обладает **акустическим спектром**, который может быть **сплошным** (в некотором интервале присутствуют колебания всех частот) и **линейчатым** (присутствуют колебания отделенных друг от друга определенных частот).

Эффект Доплера в акустике

Эффектом Доплера* называется изменение частоты колебаний, воспринимаемой приемником, при движении источника этих колебаний и приемника друг относительно друга. Например, из опыта известно, что тон гудка поезда повышается по мере его приближения к платформе и понижается при удалении, т. е. движение источника колебаний (гудка) относительно приемника (уха) изменяет частоту принимаемых колебаний.

Для рассмотрения эффекта Доплера предположим, что источник и приемник звука движутся вдоль соединяющей их прямой; $v_{\text{ист}}$ и $v_{\text{пр}}$ — соответственно скорости движения источника и приемника, причем они положительны, если источник (приемник) приближается к приемнику (источнику), и отрицательны, если удаляется. Частота колебаний источника равна ν_0 .

А. Источник и приемник покоятся относительно среды, т. е. $v_{\text{ист}} = v_{\text{пр}} = 0$. Если v — скорость распространения звуковой волны в рассматриваемой среде, то длина волны $\lambda = vT = v/\nu_0$. Распространяясь в среде, волна достигнет приемника и вызовет колебания его звуковоспринимающего элемента с частотой

$$\nu = v/\lambda = v/(vT) = \nu_0.$$

Следовательно, частота ν звука, которую зарегистрирует приемник, равна частоте ν_0 , с которой звуковая волна излучается источником.

Б. Приемник приближается к источнику, а источник покоится, т. е. $\nu_{\text{пр}} > 0$, $\nu_{\text{ист}} = 0$. В данном случае скорость распространения волны относительно приемника станет равной $v + \nu_{\text{пр}}$. Так как длина волны при этом не меняется, то

$$\nu = \frac{v + \nu_{\text{пр}}}{\lambda} = \frac{v + \nu_{\text{пр}}}{vT} = \frac{(v + \nu_{\text{пр}}) \nu_0}{v},$$

т. е. частота колебаний, воспринимаемых приемником, в $(v + \nu_{\text{пр}})/v$ раз больше частоты колебаний источника.

В. Источник приближается к приемнику, а приемник покоится, т. е. $\nu_{\text{ист}} > 0$, $\nu_{\text{пр}} = 0$.

Скорость распространения колебаний зависит лишь от свойств среды, поэтому за время, равное периоду колебаний источника, излученная им волна пройдет в направлении к приемнику расстояние νT (равное длине волны λ) независимо от того, движется ли источник или покоится. За это же время источник пройдет в направлении волны расстояние $\nu_{\text{ист}} T$ (рис. 224), т. е. длина волны в направлении движения сократится и станет равной $\lambda' = \lambda - \nu_{\text{ист}} T = (v - \nu_{\text{ист}}) T$, тогда

$$\nu = v/\lambda' = \frac{v}{(v - \nu_{\text{ист}}) T} = \frac{v \nu_0}{v - \nu_{\text{ист}}},$$

т. е. частота ν колебаний, воспринимаемых приемником, увеличится в $v/(v - \nu_{\text{ист}})$ раз. В случаях 2 и 3, если $\nu_{\text{ист}} < 0$ и $\nu_{\text{пр}} < 0$, знак будет обратным.

Г. Источник и приемник движутся относительно друг друга. Используя результаты, полученные для случаев 2 и 3, можно записать выражение для частоты колебаний, воспринимаемых приемником:

$$\nu = \frac{(v \pm \nu_{\text{пр}}) \nu_0}{v \mp \nu_{\text{ист}}},$$

причем верхний знак берется, если при движении источника или приемника происходит их сближение, нижний знак — в случае их взаимного удаления.

Из приведенных формул следует, что эффект Доплера различен в зависимости от того, движется ли источник или приемник. Если направления скоростей $\nu_{\text{пр}}$ и $\nu_{\text{ист}}$ не совпадают с проходящей через источник и приемник прямой, то вместо этих скоростей в формуле надо брать их проекции на направление этой прямой.

Ультразвук. По своей природе ультразвук представляет собой упругие волны, и в этом он не отличается от звука. Однако ультразвук, обладая высокими частотами ($\nu > 20$ кГц) и, следовательно, малыми длинами волн, характеризуется особыми свойствами, что позволяет выделить его в отдельный класс явлений. Из-за малых длин волн ультразвуковые волны, как и свет, могут быть получены в виде строго направленных пучков.

1.7 Лекция № 7 (2 часа).

Тема: «Элементы специальной теории относительности»

1.7.1 Вопросы лекции:

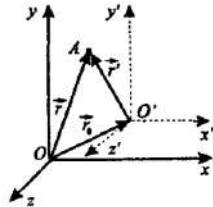
1. Постулаты Эйнштейна.
2. Релятивистские эффекты.
3. Основной закон релятивистской динамики.

4. Закон взаимосвязи массы и энергии.

1.7.2 Краткое содержание вопросов

1. Постулаты Эйнштейна. Преобразования Лоренца.

В классической механике, при скоростях тел значительно меньших, чем скорость света ($v \ll c$), справедлив механический принцип относительности (принцип относительности Галилея): **законы динамики одинаковы во всех инерциальных системах отсчета.**



Рассмотрим две системы отсчета: инерциальную систему K (с координатами x, y, z), которую будем считать неподвижной, и систему K' (с координатами x', y', z'), движущуюся относительно K равномерно и прямолинейно с постоянной скоростью $\vec{u} = \text{const}$.

В начальный момент времени начала координат O и O' этих систем совпадают. В произвольный момент времени t : $\vec{r}_0 = \vec{u}t$.

Для произвольной точки A : $\vec{r} = \vec{r}' + \vec{r}_0 = \vec{r}' + \vec{u}t$. Или в проекциях на оси координат:

$$x = x' + u_x t, \quad y = y' + u_y t, \quad z = z' + u_z t.$$

Эти соотношения называются **преобразованиями координат Галилея**. Продифференцировав их по времени получим правило сложения скоростей в классической механике:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{u}$$

В классической механике предполагается, что ход времени не зависит от относительного движения систем отсчета, поэтому к преобразованиям Галилея можно добавить еще одно соотношение: $t = t'$

Ускорение в системах отсчета, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, одинаково: $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(\vec{v}' + \vec{u})}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt} = \vec{a}'$. Это и служит доказательством принципа относительности Галилея.

Постулаты Эйнштейна

1) Принцип относительности: никакие опыты, проведенные внутри данной инерциальной системы отсчета, не дают возможность обнаружить, покоится ли эта система или движется равномерно и прямолинейно; все законы природы инвариантны по отношению к переходу от одной системы отсчета к другой.

2) Принцип инвариантности скорости света: скорость света в вакууме не зависит от скорости движения источника света или наблюдателя и одинакова во всех инерциальных системах отсчета.

Преобразования Лоренца.

Пусть система O' движется относительно системы O со скоростью $v = \text{const}$, причем $v \approx c$ (c — скорость света (скорость распространения электромагнитных взаимодействий) в вакууме). Обозначим отношение скоростей v и c через $\beta = v/c$. Пусть вектор скорости $\vec{v}$ направлен вдоль оси OX . Тогда релятивистские преобразования координат и времени будут иметь вид:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

Эти соотношения — **преобразования Лоренца** — при $v \ll c$ переходят в преобразования Галилея.

$$y = y', \quad z = z'$$

Они устанавливают взаимосвязь пространства и времени — в закон преобразования координат входит время, а в закон преобразования времени — пространственные координаты.

$$t = \frac{t' + \frac{vx'}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

2. Релятивистские эффекты.

Следствием преобразования Лоренца является тот факт, что если два события в системе O происходят одновременно но в разных точках ($t_1 = t_2$, $x_1 \neq x_2$), то в системе O' эти события, оставаясь пространственно разобщенными, оказываются и неодновременными.

Пусть в некоторой точке x в системе O происходит событие длительностью $\tau = t_2 - t_1$, то в системе O' длительность этого же события

$$\tau' = t'_2 - t'_1 = \frac{t_2 - vx/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{t_1 - vx/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\tau}{\sqrt{1-\beta^2}} > \tau$$

Т.о. длительность события, происходящего в некоторой точке, наименьшая в той инерциальной системе отсчета, относительно которой эта точка неподвижна. Следовательно, часы, движущиеся относительно инерциальной системы отсчета, идут медленнее покоящихся часов.

Рассмотрим стержень, расположенный вдоль оси x' и покоящийся относительно системы O' . Его длина в системе O' будет $l'_0 = x'_2 - x'_1$. Чтобы определить длину $l = x_2 - x_1$ этого стержня в системе O , относительно которой он движется со скоростью v , измерим координаты его концов x_1 и x_2 в один и тот же момент времени t .

$$l'_2 = x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1-\beta^2}} > l$$

Размер тела, движущегося относительно инерциальной системы отсчета, уменьшается в направлении движения. Причем *лоренцово сокращение длины* тем больше, чем больше скорость движения. Поперечные размеры тел не зависят от скорости его движения и одинаковы во всех инерциальных системах отсчета.

Релятивистский закон сложения скоростей

Если материальная точка движется в системе O' вдоль оси x' со скоростью v' , а сама система O' движется со скоростью u относительно системы O , то **релятивистский закон сложения скоростей**:

$$v = \frac{v' + u}{1 + \frac{uv'}{c^2}}$$

В качестве величины, **инвариантной** по отношению к преобразованию координат в четырехмерном пространстве Эйнштейна (**не зависящей от выбора системы отсчета**) вводится **интервал между событиями**:

$$s_{12} = \sqrt{c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2},$$

$\sqrt{(x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2} = l_{12}$ – расстояние между точками обычного трехмерного пространства. Обозначив $t_{12} = t_2 - t_1$, получим

$$s_{12} = \sqrt{c^2 t_{12}^2 - l_{12}^2}$$

3. Основной закон релятивистской динамики.

Релятивистская масса m движущихся релятивистских частиц (тел) зависит от их скорости.

$$\beta = \frac{v}{c}$$

m_0 — **масса покоя** частицы, т.е. масса, измеренная в той инерциальной системе отсчета, в которой частица находится в покое. $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$

Релятивистский импульс $\vec{p}$. Релятивистский импульс системы сохраняется.
Закон сохранения релятивистского импульса — следствие однородности пространства.

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Законы классической динамики получаются из законов релятивистской динамики в предельном случае $v \ll c$ (или $c \rightarrow \infty$). Т.о. классическая механика - это механика макротел, движущихся с малыми скоростями (по сравнению со скоростью света в вакууме).

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)$$

Полная энергия тела массы m : $E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$

4. Закон взаимосвязи массы и энергии

Соотношение $E = mc^2$ носит универсальный характер, оно применимо ко всем формам энергии, т.е. можно утверждать, что с энергией, какой бы формы она не была, связана масса $m = E/c^2$ и, наоборот, со всякой массой связана энергия. Покоящееся тело обладает энергией: $E_0 = m_0 c^2$ называемой энергией покоя.

Полная энергия замкнутой системы сохраняется. — Закон сохранения энергии — следствие однородности времени.

Кинетическая энергия: $K = E - E_0 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$

Релятивистское соотношение между полной энергией и импульсом тела:

$$E^2 = m^2 c^4 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

Величина $E^2 - p^2 c^2 = E_0^2$ является инвариантом системы.

В случае, когда масса покоя частицы равна нулю, то $E^2 - p^2 c^2 = 0$. Следовательно, такая частица может обладать отличными от нуля энергией и импульсом только в том случае, когда она движется со скоростью света. К таким частицам относятся фотоны.

1.8 Лекция № 8 (2 часа)

Тема: «Механика жидкостей и газов»

1.8.1 Вопросы лекции:

1. Общие свойства жидкостей и газов. Основные законы гидростатики.
2. Уравнение неразрывности струи и Бернулли.
3. Вязкость жидкостей и газов. Формула Ньютона.
4. Движение тел в жидкостях и газах.

1.8.2 Краткое содержание вопросов

1. Общие свойства жидкостей и газов. Основные законы гидростатики.

Молекулы газа, совершая беспорядочное, хаотическое движение, не связаны или весьма слабо связаны силами взаимодействия, поэтому они движутся свободно и в результате соударений стремятся разлететься во все стороны, заполняя весь предоставленный им объем, т. е. объем газа определяется объемом того сосуда, который газ занимает.

Жидкость же, имея определенный объем, принимает форму того сосуда, в который она заключена. Но в жидкостях в отличие от газов среднее расстояние между молекулами остается практически постоянным, поэтому жидкость обладает практически неизменным объемом.

Давление при равновесии жидкостей (газов) подчиняется **закону Паскаля***: давление в любом месте покоящейся жидкости одинаково по всем направлениям, причем давление одинаково передается по всему объему, занятому покоящейся жидкостью.

При равновесии жидкости давление по горизонтали всегда одинаково, иначе не было бы равновесия. Поэтому свободная поверхность покоящейся жидкости всегда горизонтальна вдали от стенок сосуда. Если жидкость несжимаема, то ее плотность не зависит от давления. Тогда при поперечном сечении S столба жидкости, его высоте h и плотности ρ вес $P = \rho g Sh$, а давление на нижнее основание

$$p = P/S = \rho g Sh/S = \rho gh,$$

т. е. давление изменяется линейно с высотой. Давление ρgh называется **гидростатическим давлением**.

Сила давления на нижние слои жидкости будет больше, чем на верхние, поэтому на тело, погруженное в жидкость, действует сила, определяемая **законом Архимеда**: на тело, погруженное в жидкость (газ), действует со стороны этой жидкости направленная вверх выталкивающая сила, равная весу вытесненной телом жидкости (газа):

$$F_A = \rho g V,$$

где ρ — плотность жидкости, V — объем погруженного в жидкость тела.

2. Уравнение неразрывности струи и Бернулли.

Движение жидкостей называется **течением**, а совокупность частиц движущейся жидкости — **поток**. Графически движение жидкостей изображается с помощью **линий тока**, которые проводятся так, что касательные к ним совпадают по направлению с вектором скорости жидкости в соответствующих точках пространства (рис 1). Линии тока проводятся так, чтобы густота их, характеризуемая отношением числа линий к площади перпендикулярной им площадки, через которую они проходят, была больше там, где больше скорость течения жидкости, и меньше там, где жидкость течет медленнее. Таким образом, по картине линий тока можно судить о направлении и модуле скорости в разных точках пространства, т. е. можно определить состояние движения жидкости.

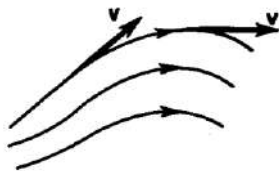


Рис. 1

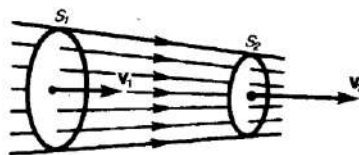


Рис. 2

Часть жидкости, ограниченную линиями тока, называют **трубкой тока**. Течение жидкости называется **установившимся** (или **стационарным**), если форма и расположение линий тока, а также значения скоростей в каждой ее точке со временем не изменяются.

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 = \text{const.}$$

Следовательно, произведение скорости течения несжимаемой жидкости на поперечное сечение трубки тока есть величина постоянная для данной трубки тока. Соотношение называется **уравнением неразрывности** для несжимаемой жидкости.

Уравнение Бернулли и следствия из него

Выделим в стационарно текущей идеальной жидкости (*физическая абстракция*, т. е. воображаемая жидкость, в которой отсутствуют силы внутреннего трения) трубку тока, ограниченную сечениями S_1 и S_2 , по которой слева направо течет жидкость (рис. 47). Пусть в месте сечения S_1 скорость течения v_1 , давление p_1 и высота, на которой это сечение расположено, h_1 . Аналогично, в месте сечения S_2 скорость течения v_2 , давление p_2 и высота сечения h_2 . За малый промежуток времени Δt жидкость перемещается от сечения S_1 к сечению S'_1 , от S_2 к S'_2 .

Согласно закону сохранения энергии, изменение полной энергии $E_2 - E_1$ идеальной несжимаемой жидкости должно быть равно работе A внешних сил по перемещению массы m жидкости: $E_2 - E_1 = A$,

где E_1 и E_2 — полные энергии жидкости массой m в местах сечений S_1 и S_2 соответственно.

С другой стороны, A — это работа, совершаемая при перемещении всей жидкости, заключенной между сечениями S_1 и S_2 , за рассматриваемый малый промежуток времени Δt . Для перенесения массы m от S_1 до S'_1 жидкость должна переместиться на расстояние $l_1 = v_1 \Delta t$ и от S_2 до S'_2 — на расстояние $l_2 = v_2 \Delta t$. Отметим, что l_1 и l_2 настолько малы, что всем точкам объемов, закрашенных на рис.3, приписывают постоянные значения скорости v , давления p и высоты h . Следовательно,

$$A = F_1 l_1 + F_2 l_2,$$

где $F_1 = p_1 S_1$ и $F_2 = -p_2 S_2$ (отрицательна, так как направлена в сторону, противоположную течению жидкости; рис.3).

Полные энергии E_1 и E_2 будут складываться из кинетической и потенциальной энергий массы m жидкости:

$$E_1 = \frac{mv_1^2}{2} + mgh_1,$$

$$E_2 = \frac{mv_2^2}{2} + mgh_2.$$

Подставляя и приравнявая и, получим

$$\frac{mv_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t = \frac{mv_2^2}{2} + mgh_2 + p_2 S_2 v_2 \Delta t.$$

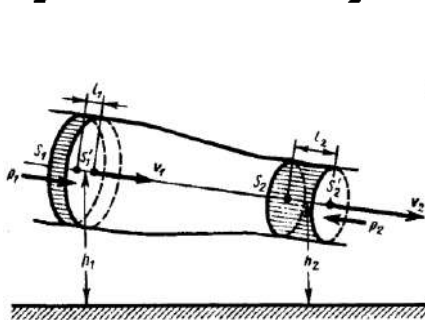


Рис. 3

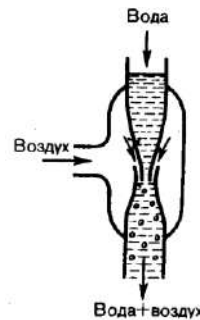


Рис. 4

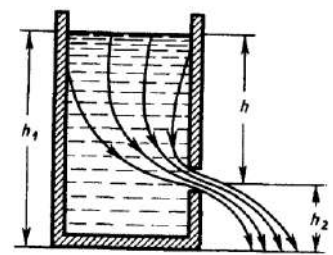


Рис. 5

Согласно уравнению неразрывности для несжимаемой жидкости, объем, занимаемый жидкостью, остается постоянным, т. е. $\Delta V = S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t$.

Разделив выражение на ΔV , получим

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2,$$

где p — плотность жидкости. Но так как сечения выбирались произвольно, то

можем записать
$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = \text{const.}$$

Выражение выведено швейцарским физиком Д. Бернулли (опубликовано в 1738 г.) и называется **уравнением Бернулли**. Как видно из его вывода, уравнение Бернулли — выражение закона сохранения энергии применительно к установившемуся течению идеальной жидкости. Оно хорошо выполняется и для реальных жидкостей, внутреннее трение которых не очень велико.

Величина p в формуле называется **статическим давлением** (давление жидкости на поверхность обтекаемого ею тела), величина $\rho v^2/2$ — **динамическим давлением**. Величина ρgh представляет собой **гидростатическое давление**.

Для горизонтальной трубки тока ($h_1 = h_2$) выражение принимает вид

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = \text{const.},$$

где $p + \rho v^2/2$ называется **полным давлением**.

Из уравнения Бернулли для горизонтальной трубки тока и уравнения неразрывности следует, что при течении жидкости по горизонтальной трубе, имеющей различные сечения, скорость жидкости больше в местах сужения, а статическое давление больше в более широких местах, т. е. там, где скорость меньше.

Формула Торричелли. Уравнение Бернулли используется для нахождения скорости истечения жидкости через отверстие в стенке или дне сосуда. Рассмотрим цилиндрический сосуд с жидкостью, в боковой стенке которого на некоторой глубине ниже уровня жидкости имеется маленькое отверстие (рис.5).

Рассмотрим два сечения (на уровне h_1 свободной поверхности жидкости в сосуде и на уровне h_2 выхода ее из отверстия) и напишем уравнение Бернулли:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2.$$

Так как давления p_1 и p_2 в жидкости на уровнях первого и второго сечений равны атмосферному, т. е. $p_1 = p_2$, то уравнение будет иметь вид

$$\frac{v_1^2}{2} + gh_1 = \frac{v_2^2}{2} + gh_2$$

Из уравнения неразрывности следует, что $v_2/v_1 = S_1/S_2$, где S_1 и S_2 — площади поперечных сечений сосуда и отверстия. Если $S_1 \gg S_2$, то членом $v_1^2/2$ можно пренебречь и

$$v_2^2 = 2g(h_1 - h_2) = 2gh,$$

$$v_2 = \sqrt{2gh}.$$

Это выражение получило название формулы Торричелли.

3. Вязкость жидкостей и газов. Формула Ньютона.

Вязкость (внутреннее трение) — это свойство реальных жидкостей оказывать сопротивление перемещению одной части жидкости относительно другой. При перемещении одних слоев реальной жидкости относительно других возникают силы внутреннего трения, направленные по касательной к поверхности слоев. Действие этих сил проявляется в том, что со стороны слоя, движущегося быстрее, на слой, движущийся медленнее, действует ускоряющая сила. Со стороны же слоя, движущегося медленнее, на слой, движущийся быстрее, действует тормозящая сила.

Сила внутреннего трения F тем больше, чем больше рассматриваемая площадь поверхности слоя S (рис. 6), и зависит от того, насколько быстро меняется скорость течения жидкости при переходе от слоя к слою. На рисунке представлены два слоя, отстоящие друг от друга на расстоянии Δx и движущиеся со скоростями v_1 и v_2 . При этом

$v_1 - v_2 = \Delta v$. Направление, в котором отсчитывается расстояние между слоями, *перпендикулярно* скорости течения слоев. Величина $\frac{\Delta v}{\Delta x}$ показывает, как быстро меняется скорость при переходе от слоя к слою в направлении x , перпендикулярном направлению движения слоев, и называется **градиентом скорости**. Модуль силы внутреннего трения

$$F = \eta \left| \frac{\Delta v}{\Delta x} \right| S,$$

где коэффициент пропорциональности μ , зависящий от природы жидкости, называется **динамической вязкостью** (или просто **вязкостью**).

Единица вязкости — паскаль-секунда (Па·с): 1 Па·с равен динамической вязкости среды, в которой при ламинарном течении и градиенте скорости с модулем, равным 1 м/с на 1 м, возникает сила внутреннего трения 1 Н на 1 м² поверхности касания слоев (1 Па·с = 1 Н·с/м²).

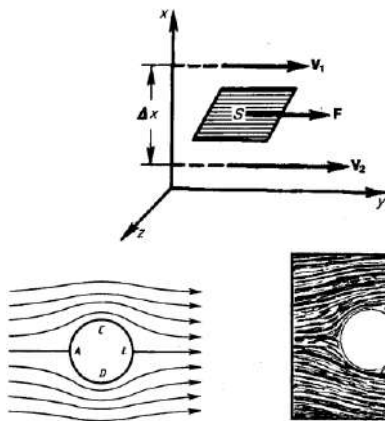


Рис. 6

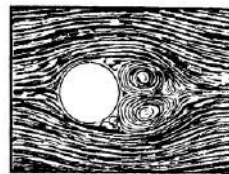


Рис. 7

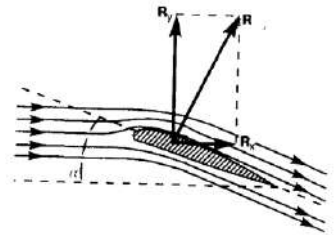


Рис. 8

Существует два режима течения жидкостей. Течение называется **ламинарным (слоистым)**, если вдоль потока каждый выделенный тонкий слой скользит относительно соседних, не перемешиваясь с ними, и **турбулентным (вихревым)**, если вдоль потока происходит интенсивное вихреобразование и перемешивание жидкости (газа).

Ламинарное течение жидкости наблюдается при небольших скоростях ее движения. Внешний слой жидкости, примыкающий к поверхности трубы, в которой она течет, из-за сил молекулярного сцепления прилипает к ней и остается неподвижным. Скорости последующих слоев тем больше, чем больше их расстояние до поверхности трубы, и наибольшей скоростью обладает слой, движущийся вдоль оси трубы.

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 мало отличаются. Из-за большого градиента скоростей у поверхности трубы обычно происходит образование вихрей.

Характер течения зависит от безразмерной величины, называемой **числом Рейнольдса**

$$Re = \frac{\rho \langle v \rangle d}{\eta} = \frac{\langle v \rangle d}{\nu},$$

где $\nu = \eta/\rho$ — **кинематическая вязкость**; ρ — плотность жидкости; $\langle v \rangle$ — средняя по сечению трубы скорость жидкости; d — характерный линейный размер, например диаметр трубы.

При малых значениях числа Рейнольдса (**$Re \leq 1000$**) наблюдается ламинарное течение, переход от ламинарного течения к турбулентному происходит в области

$1000 \leq Re \leq 2000$, а при $Re = 2300$ (для гладких труб) течение—турбулентное. Если число Рейнольдса одинаково, то режим течения различных жидкостей (газов) в трубах разных сечений одинаков.

4. Движение тел в жидкостях и газах

На тело, движущееся в жидкости или газе, действуют две силы (равнодействующую их обозначим R), одна из которых (R_x) направлена в сторону, противоположную движению тела (в сторону потока), — **лобовое сопротивление**, а вторая (R_y) перпендикулярна этому направлению — **подъемная сила** (рис. 7).

Если тело симметрично и его ось симметрии совпадает с направлением скорости, то на него действует только лобовое сопротивление, подъемная же сила в этом случае равна нулю. Можно доказать, что в *идеальной жидкости* равномерное движение происходит без лобового сопротивления.

Иначе обстоит дело при движении тел в вязкой жидкости (особенно при увеличении скорости обтекания). Вследствие вязкости среды в области, прилегающей к поверхности тела, образуется пограничный слой частиц, движущихся с меньшими скоростями. В результате тормозящего действия этого слоя возникает вращение частиц и движение жидкости в пограничном слое становится вихревым. Если тело не имеет обтекаемой формы (нет плавно утончающейся хвостовой части), то пограничный слой жидкости отрывается от поверхности тела. За телом возникает течение жидкости (газа), направленное противоположно набегающему потоку. Оторвавшийся пограничный слой, следуя за этим течением, образует вихри, вращающиеся в противоположные стороны (рис. 8).

Лобовое сопротивление зависит от формы тела и его положения относительно потока, что учитывается безразмерным коэффициентом сопротивления C_x , определяемым экспериментально:

$$R_x = C_x \frac{\rho v^2}{2} S,$$

где ρ — плотность среды; v — скорость движения тела; S — наибольшее поперечное сечение тела.

Составляющую R_x можно значительно уменьшить, подобрав тело такой формы, которая не способствует образованию завихрения. Подъемная сила может быть определена формулой:

$$R_y = C_y \frac{\rho v^2}{2} S,$$

где C_y — безразмерный коэффициент подъемной силы.

Для крыла самолета требуется большая подъемная сила при малом лобовом сопротивлении (это условие выполняется при малых **углах атаки** α (угол к потоку); Крыло тем лучше удовлетворяет этому условию, чем больше величина $K = C_y / C_x$ называемая **качеством крыла**.

1.9 Лекция № 9 (2 часа).

Тема: «Молекулярно-кинетическая теории газов»

1.9.1 Вопросы лекции:

1. Основные положения и уравнение молекулярно—кинетической теории.
2. Закон Максвелла.
3. Барометрическая формула. Распределение Больцмана.
4. Явления переноса.

1.9.2 Краткое содержание вопросов

1. Основные положения и уравнение молекулярно–кинетической теории.

Молекулярная физика и термодинамика - разделы физики, в которых изучаются зависимости свойств тел от их строения, взаимодействия между частицами, из которых состоят тела, и характера движения частиц.

Для исследования физических свойств макроскопических систем, связанных с огромным числом содержащихся в них атомов и молекул, применяют два качественно различных и взаимно дополняющих друг друга **метода: статистический** (или **молекулярно-кинетический**) и **термодинамический**

Статистический метод - это метод исследования систем из большого числа частиц, оперирующий **статистическими** закономерностями и **средними** (усредненными) значениями физических величин, характеризующих всю систему.

Этот метод лежит в основе **молекулярной физики** - раздела физики, изучающего строение и свойства вещества **исходя из молекулярно-кинетических представлений**, основывающихся на том, что **все тела состоят из атомов, молекул или ионов, находящихся в непрерывном хаотическом движении**.

В дальнейшем мы будем использовать термин **«молекула»**, имея ввиду мельчайшую структурную единицу (элемент) данного вещества.

Термодинамический метод - это метод исследования систем из большого числа частиц, оперирующий величинами, характеризующими **систему в целом** (*например, давление, объем, температура*) при различных превращениях энергии, происходящих в системе, не учитывая при этом внутреннего строения изучаемых тел и характера движения отдельных частиц.

Этот метод лежит в основе **термодинамики** - раздела физики, изучающего общие свойства макроскопических систем, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, и процессы перехода между этими состояниями.

Термодинамическая система

Термодинамика имеет дело с термодинамической системой – совокупностью макроскопических тел, которые взаимодействуют и обмениваются энергией как между собой, так и с другими телами (внешней средой).

Термодинамические системы, не обменивающиеся с внешней средой ни энергией, ни веществом, называются **замкнутыми**.

Основа термодинамического метода определение **состояния** термодинамической системы.

Состояние системы задается **термодинамическими параметрами (параметрами состояния)** - совокупностью физических величин, характеризующих свойства термодинамической системы. Обычно в качестве параметров состояния выбирают *температуру, давление и объем*.

Параметры состояния системы могут изменяться. Любое *изменение* в термодинамической системе, связанное с изменением хотя бы одного из ее термодинамических параметров, называется **термодинамическим процессом**. Если для данной системы *внешние условия не изменяются и состояние системы с течением времени не меняется*, то эта система находится в **термодинамическом равновесии**.

Температура. - одно из основных понятий, играющих важнейшую роль в физике в целом.

Температура - физическая величина, характеризующая состояние термодинамического равновесия макроскопической системы и определяющая направление теплообмена между телами.

В настоящее время используют две температурные шкалы.

Международная практическая шкала (шкала Цельсия) градуированная в градусах Цельсия ($^{\circ}\text{C}$) по двум **реперным точкам** – температурам замерзания и кипения воды при давлении $1,013 \cdot 10^5$ Па, которые принимаются соответственно 0°C и 100°C .

Термодинамическая температурная шкала (шкала Кельвина), градуированная в градусах Кельвина (К) определяется по одной реперной точке - **тройной точке воды** - температуре, при которой лед, вода и насыщенный пар при давлении 609 Па находятся в термодинамическом равновесии. Температура этой точки по данной шкале равна 273,16 К. Температура $T = 0 \text{ K}$ называется **нулем Кельвина**.

Термодинамическая температура (T) и температура (t) по Международной практической шкале связаны соотношением $T = 273,15 + t$

Нормальные условия: $T_0 = 273,15 \text{ K} = 0^{\circ}\text{C}$, $p_0 = 101325 \text{ Па}$.

Идеальный газ

Физическая модель, согласно которой:

- 1) собственный объем молекул газа пренебрежимо мал по сравнению с объемом сосуда;
- 2) между молекулами газа отсутствуют силы взаимодействия;
- 3) столкновения молекул газа между собой и со стенками сосуда абсолютно упругие.

Исходя из этого идеальный газ можно рассматривать как совокупность беспорядочно движущихся молекул-шариков, имеющих пренебрежимо малый собственный объем и не взаимодействующих друг с другом на расстоянии.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов

Давление, оказываемое газом на стенку сосуда: $p = \frac{1}{3} n m_0 v^2$.

Если газ в объеме V содержит N молекул, движущихся со скоростями $v_1, v_2, \dots, v_N$, то целесообразно рассматривать **среднюю квадратичную скорость**, которая определяется как

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2 = \frac{1}{N} \int_0^{v_{\text{max}}} v^2 dN_v$$

и характеризует всю совокупность молекул газа.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов:

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2$$

Другие варианты записи этого уравнения с учетом соотношений $n = N/V$ и $m = N m_0$

Здесь E - суммарная кинетическая энергия поступательного движения всех молекул газа, V_μ - молярный объем, μ - молярная масса.

Используя уравнение Клапейрона-Менделеева, получим $RT = \frac{1}{3} \mu \langle v_{\text{кв}} \rangle^2$, откуда

$$pV = \frac{1}{3} N m_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2$$

$$pV = \frac{1}{3} N 2 \frac{m_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3} E$$

$$pV = \frac{1}{3} m \langle v_{\text{кв}} \rangle^2$$

$$pV_\mu = \frac{1}{3} \mu \langle v_{\text{кв}} \rangle^2$$

Средняя квадратичная скорость молекул идеального газа:

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

где использовано $\mu = m_0 N_A$ и $k = R/N_A$.

Средняя кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы идеального газа:

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{E}{N} = \frac{m_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

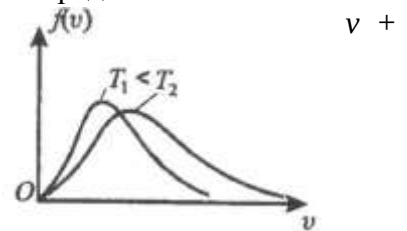
Отсюда следует, что $\langle \varepsilon_0 \rangle = 0$ при $T = 0 \text{ K}$ - прекращается движение молекул газа.

Молекулярно-кинетическое толкование температуры: термодинамическая температура - есть мера средней кинетической энергии поступательного движения молекул газа.

2. Закон Максвелла о распределении молекул идеального газа по скоростям.

В газе, находящемся в состоянии равновесия при данной температуре, устанавливается некоторое стационарное, не меняющееся со временем распределение молекул по скоростям. Это распределение описывается функцией $f(v)$, называемой **функцией распределения молекул по скоростям**, которая определяет относительное число молекул, скорости которых лежат в интервале от v до $v + dv$, т.е.

$$\frac{dN(v)}{N} f(v) dv$$



Закон Максвелла:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{m_0 v^2}{2kT} \right)$$

Эта функция удовлетворяет условию нормировки: $\int_0^{\infty} f(v) dv = 1$

Наиболее вероятная скорость молекул идеального газа.

Скорость, при которой функция распределения молекул идеального газа по скоростям максимальна, называется **наиболее вероятной скоростью** v_e .

Приравняв $\frac{df(v)}{dv}$ к нулю, получаем: $v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$

С повышением температуры v_e растет.

Средняя скорость молекулы газа (средняя арифметическая скорость)

$$\langle v \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}$$

3. Барометрическая формула. Распределение Больцмана.

В однородном поле тяготения Земли тепловое движение молекул приводит к некоторому стационарному состоянию газа, при котором давление газа с высотой убывает. Давление на высоте h газа с молярной массой μ относительно уровня моря, где давление p_0 считается нормальным, равно

$$p = p_0 \exp \left(-\frac{\mu gh}{RT} \right)$$

Распределение Больцмана

Используя соотношения $p = nkT$, $\mu = m_0 N_A$, $R = kN_A$ получаем:

Так как $m_0 gh = W$ - потенциальная энергия молекулы в поле тяготения, следовательно:

Такое распределение называют **распределением Больцмана** (распределение частиц по значениям потенциальной энергии) для внешнего **потенциального** поля.

$$n = n_0 \exp \left(-\frac{m_0 gh}{kT} \right)$$

$$n = n_0 \exp \left(-\frac{W}{kT} \right)$$

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp \left(-\frac{W_1 - W_2}{kT} \right)$$

Из него следует, что при постоянной температуре *плотность газа больше там, где меньше потенциальная энергия его молекул*. Если частицы имеют одинаковую массу и

находятся в состоянии хаотического теплового движения, то *распределение Больцмана справедливо* в любом внешнем потенциальном поле, а не только в поле сил тяжести.

4. Явления переноса: диффузия, вязкость, теплопроводность.

Путь, который в среднем проходят молекулы между двумя последовательными столкновениями называется *средней длиной свободного пробега молекул*.

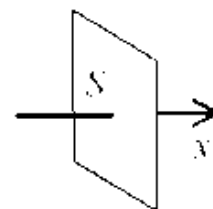
Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, называется *эффективным диаметром молекулы d*.

Так как за 1с молекула проходит путь, равный средней арифметической скорости $\langle v \rangle$, и если $\langle z \rangle$ - *среднее число столкновений*, испытываемых одной молекулой газа за 1с, то средняя длина свободного пробега

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} \quad \text{Можно показать, что: } \langle z \rangle = \sqrt{2} \pi d^2 n \langle v \rangle, \text{ откуда: } \langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n}$$

3.4 Явления переноса

Явлениями переноса называются необратимые процессы в *термодинамически неравновесных системах*, в которых происходит пространственный перенос энергии (теплопроводность). *массы* (диффузия). *импульса* (внутреннее трение).



Для простоты ограничимся *одномерными* случаями, выбрав ось x так, чтобы она была направлена *в направлении переноса*. Будем рассматривать потоки энергии, вещества и импульса упорядоченного движения частиц через единичную площадку ($S = 1$), перпендикулярную оси x , для идеального газа *плотностью ρ* , у которого

$\langle v \rangle$ - *средняя скорость теплового движения молекул*,

$\langle l \rangle$ - *средняя длина свободного пробега*.

Теплопроводность

Если в одной области газа средняя кинетическая энергия молекул больше, чем в другой, то с течением времени вследствие постоянных столкновений молекул происходит процесс выравнивания средних кинетических энергий молекул - выравнивание температур.

Перенос энергии (в форме теплоты) описывается законом Фурье:

Здесь j_E - *плотность теплового потока* - тепловая энергия, переносимая в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси x , λ - *коэффициент теплопроводности*,

dT/dx - *градиент температуры* - скорость изменения температуры на единицу длины x в направлении нормали к этой площадке,

c_v - *удельная теплоемкость газа* при постоянном объеме (количество теплоты, необходимое для нагревания 1кг газа на 1К).

Диффузия

Явление диффузии заключается в том, что происходит самопроизвольное проникновение и перемешивание частиц двух соприкасающихся газов, жидкостей и даже твердых тел; диффузия сводится к обмену частицами (перенос масс) между этими телами, возникает и продолжается, *пока существует градиент плотности*.

Перенос массы (диффузия) для химически однородного газа подчиняется закону Фика:

Здесь j_m - *плотность потока массы* - масса вещества, диффундирующего в единицу времени *через единичную площадку, перпендикулярную оси x* ,

$$j_E = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

$$\lambda = \frac{1}{3} c_v \rho \langle v \rangle \langle l \rangle$$

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx}$$

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle$$

D - коэффициент диффузии,

$\frac{d\rho}{dx}$ - градиент плотности, равный скорости изменения плотности на единицу длины x в направлении нормали к этой площадке.

Внутреннее трение (вязкость)

Вследствие хаотического теплового движения молекул происходит обмен молекулами между слоями газа движущимися с различными скоростями, в результате чего импульс слоя, движущегося быстрее, уменьшается, а движущегося медленнее - увеличивается (происходит **перенос импульса** от одного слоя к другому). Это приводит к **торможению** слоя, движущегося быстрее, и **ускорению** слоя, движущегося медленнее.

$$j_p = -\eta \frac{dv}{dx}$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle$$

Внутреннее трение описывается законом Ньютона:

Здесь j_p - **плотность потока импульса** - полный импульс, переносимый в единицу времени в положительном направлении оси x через единичную площадку, перпендикулярную оси x ,

η - **динамическая вязкость**,

$\frac{dv}{dx}$ - градиент скорости, показывающий быстроту изменения скорости в направлении x , перпендикулярном направлению движения слоев газа.

Внешнее сходство математических выражений, описывающих явления переноса, обусловлено общностью лежащего в основе явлений теплопроводности, диффузии и внутреннего трения **молекулярного механизма** перемешивания молекул в процессе их хаотического движения.

Формулы для коэффициентов λ , D и η связывают коэффициенты переноса и характеристики теплового движения молекул. Зависимости между λ , D и η :

$$\frac{\lambda}{\eta c_v} = 1$$

1.10 Лекция № 10 (2 часа).

Тема: «Первое начало термодинамики»

1.10.1 Вопросы лекции:

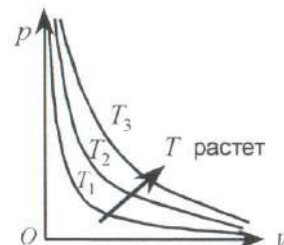
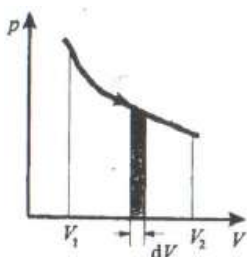
1. Экспериментальные газовые законы. Уравнение Клапейрона – Менделеева.
2. Работа при изменении объема газа. Внутренняя энергия идеального газа.
3. Первое начало термодинамики и его применение к изопроцессам.

1.10.2 Краткое содержание вопросов.

1. Экспериментальные газовые законы. Уравнение Клапейрона-Менделеева.

Равновесные процессы - это процессы, состоящие из последовательности равновесных состояний. Они протекают так, что изменение термодинамических параметров за конечный промежуток времени бесконечно мало. **Все реальные процессы неравновесны**, но в ряде случаев (достаточно медленные процессы) неравновесностью реальных процессов можно пренебречь.

Равновесные процессы можно изображать **графически** в координатах (p, V) . Так работа $\delta A = p dV$ определяется площадью заштрихованной полоски, а полная работа - площадью под кривой между V_1 и V_2 .



Законы, описывающие поведение идеальных газов: законы Бойля-Мариотта, Авогадро, Дальтона, Гей-Люссака. и Шарля.

Закон Бойля-Мариотта.

Для данной массы газа m при постоянной температуре T произведение давления p на объем V есть величина постоянная:

$$pV = \text{const} \text{ при } T = \text{const} \text{ и } m = \text{const}$$

Кривая, изображающая зависимость между p и V , характеризующая свойства вещества при постоянной температуре, называется **изотермой**. Изотермы - гиперболы, расположенные на графике тем выше, чем выше температура происходящего процесса.

Закон Авогадро.

Количество вещества ν - физическая величина, определяемая числом специфических структурных элементов - молекул, атомов или ионов, из которых состоит вещество.

Единица количества вещества - моль - количество вещества системы, содержащей столько же структурных элементов, сколько содержится в 0,012 кг изотопа углерода ^{12}C .

В одном моле различных веществ содержится одно и то же число молекул N_A , называемое числом Авогадро. $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$

Закон Авогадро: *моли любых газов при одинаковой температуре и давлении занимают одинаковые объемы.*

При нормальных условиях ($T=T_0$, $p=p_0$) этот объем V_μ (**молярный объем**) равен:
 $V_\mu = 22,41 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}$

Молярная масса $\mu = \frac{m}{\nu}$ - это масса одного моля вещества. Отсюда: $\nu = \frac{m}{\mu}$

Закон Дальтона. Парциальное давление - давление, которое производил бы газ, входящий в состав газовой смеси, если бы он один занимал объем, равный объему смеси при той же температуре.

Закон Дальтона: давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений $p_1, p_2, \dots, p_n$ входящих в нее газов:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n \text{ или } p = \sum_n p_n$$

Закон Гей-Люссака.

Давление p данной массы m газа при постоянном объеме изменяется линейно с температурой t :

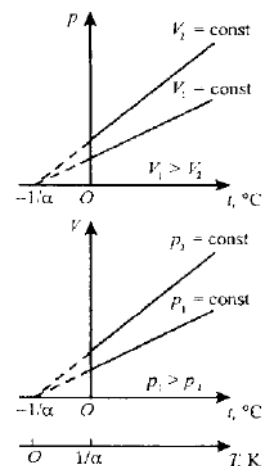
$$p = p_0(1 + \alpha t), \text{ при } V = \text{const}, m = \text{const}.$$

Закон Шарля. Объем V данной массы m газа при постоянном давлении изменяется линейно с температурой t : $V = V_0(1 + \alpha t)$, при $p = \text{const}$; $m = \text{const}$.

где $\alpha = \frac{1}{273} \text{K}^{-1}$, V_0 и p_0 - объем и давление при $t = 0^\circ\text{C}$.

Процесс, протекающий при постоянном давлении, называется **изобарным**. На диаграмме в координатах (V, t) этот процесс изображается прямой, называемой **изобарой**.

Процесс, протекающий при постоянном объеме, называется **изохорным**. На диаграмме в координатах (p, t) он изображается прямой, называемой **изохорой**.



Изобары и изохоры пересекают ось температуры в точке $t = -\frac{1}{\alpha} = -273^0 \text{ С}$. Если начало отсчета сместить в эту точку, то получим шкалу Кельвина (термодинамическую температуру): $T = t + \frac{1}{\alpha}$.

В термодинамической шкале температур:

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0 \alpha T, \quad p = p_0(1 + \alpha t) = p_0 \alpha T \quad \text{Откуда:}$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{V}{T} = \text{const}, \quad \text{при} \quad p = \text{const}; m = \text{const}$$

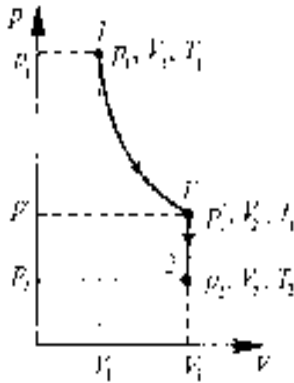
$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{p}{T} = \text{const} \quad \text{при} \quad V = \text{const}; m = \text{const} \quad (\text{з-н Шарля})$$

где индексы 1 и 2 относятся к произвольным состояниям, лежащим на одной изобаре или изохоре.

Уравнением состояния термодинамической системы называется уравнение, которое связывает давление p , объем V и температуру T термодинамической системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия:

$$f(p, V, T) = 0$$

где каждая из переменных является функцией двух других.



Пусть некоторая масса газа занимает объем V_1 , имеет давление p_1 и находится при температуре T_1 . Эта же масса газа в другом произвольном состоянии характеризуется параметрами p_2, V_2, T_2 . **Переход из** состояния 1 в состояние 2 осуществляется последовательно изотермическим (1-1') и изохорным (1'-2) процессами. По законам Бойля-Мариотта и Гей-Люссака.

$$p_1 V_1 = p_1' V_2, \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Исключая p_1' , получим **уравнение состояния идеального газа**:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{pV}{T} = \text{const}$$

По закону Авогадро, при одинаковых p и T моли всех газов занимают одинаковый молярный объем V_μ .

Уравнение состояния для моля идеального газа имеет вид: $pV_\mu = RT$,

где константа $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ называется **универсальной газовой постоянной**.

Объем газа массы m : $V = \nu V_\mu = \frac{m}{\mu} V_\mu$. Отсюда $pV = \frac{m}{\mu} pV_\mu = \frac{m}{\mu} RT = \nu RT$

Уравнение Менделеева-Клапейрона - **уравнение состояния** для массы m идеального газа:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT$$

Если использовать **постоянную Больцмана**: $k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$, то

уравнение состояния примет вид:

$$p = \frac{RT}{V_\mu} = \frac{k N_A T}{V_\mu} = nkT$$

где $n = \frac{N}{V} = \frac{N_A}{V_\mu}$ - **концентрация молекул** – число молекул в единицу объема.

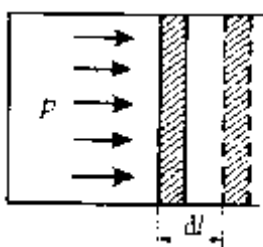
Таким образом: 1) **давление** идеального газа при данной температуре **прямо пропорционально концентрации** его молекул,

2) при одинаковых температуре и давлении все газы содержат **в единице объема одинаковое число молекул**.

Число молекул, содержащихся в 1 м^3 газа при нормальных условиях, называется **числом Лошмидта**:

$$N_L = \frac{P_0}{kT_0} = 2,68 \cdot 10^{25} \frac{1}{\text{м}^3}$$

2. Работа при изменении объема газа. Внутренняя энергия идеального газа.



Если находящийся под поршнем в цилиндрическом сосуде, газ, расширяясь, передвигает поршень на расстояние dl , то производит над ним **работу** $\delta A = Fdl = pSdl = pdV$, где S - площадь поршня.

Полная работа A , совершаемая газом при изменении его объема от V_1 до V_2 :

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

Внутренняя энергия U - это энергия хаотического (теплового) движения микрочастиц системы (молекул, атомов, электронов, ядер и т.д.) и энергия взаимодействия этих частиц.

K **внутренней энергии не относятся** кинетическая энергия движения системы как целого и потенциальная энергия системы во внешних полях.

Внутренняя энергия - однозначная **функция термодинамического состояния системы** - в каждом состоянии система обладает вполне определенной внутренней энергией.

Поэтому, **внутренняя энергия не зависит** от того, каким образом система пришла в данное состояние.

При переходе системы из одного состояния в другое **изменение внутренней энергии** определяется **только разностью значений** внутренней энергии этих состояний и **не зависит от пути перехода**.

Число степеней свободы

Число степеней свободы - это число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве.

Число степеней свободы для идеального газа жестких молекул.

Число степеней свободы	Одноатомный газ	Двухатомный газ	Многоатомный газ
Поступательных	3	3	3
Вращательных	-	2	3
Всего	3	5	6

В **реальных** молекулах нет жесткой связи между атомами в молекуле, поэтому необходимо учитывать также степени свободы колебательного движения атомов внутри молекулы.

Независимо от общего числа степеней свободы молекулы, **три степени свободы всегда поступательные**. На каждую из них приходится треть кинетической энергии поступательного движения молекулы $\langle \varepsilon_0 \rangle$:

$$\langle \varepsilon_1 \rangle = \frac{\langle \varepsilon_0 \rangle}{3} = \frac{\frac{3}{2}kT}{3} = \frac{1}{2}kT$$

Закон Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы (закон равнораспределения)

Для системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия на каждую поступательную и вращательную степень свободы приходится в среднем кинетическая энергия, равная $kT/2$, а на каждую колебательную степень свободы - в среднем энергия, равная kT .

Энергия колебательных степеней свободы вдвое больше, поскольку колебательная система обладает равными по величине средними значениями как кинетической, так и потенциальной энергии. Таким образом, **средняя энергия молекулы**: $\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2}kT$

где i - сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы: $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2 \cdot i_{\text{колеб}}$. В классической теории рассматривают молекулы с **жесткой** связью между атомами; для них i совпадает с числом степеней свободы молекулы.

В идеальном газе молекулы между собой не взаимодействуют и их потенциальная энергия равна нулю. Поэтому внутренняя энергия *одного моля* идеального газа U_μ и произвольной массы m газа U будут соответственно:

$$U_m = \frac{i}{2}RT \quad \text{и} \quad U = \frac{i}{2}\nu RT$$

3. Первое начало термодинамики и его применение к изопроцессам.

Первое начало термодинамики - это закон сохранения и превращения энергии в термодинамических процессах.

Изменить внутреннюю энергию системы можно двумя способами: *совершая над системой работу* (например, сжимая газ в цилиндре с помощью поршня) или *сообщая системе теплоту* (например, нагревая газ в герметичном сосуде).

Рассмотрим замкнутую, макроскопически неподвижную систему, не находящуюся во внешних силовых полях и проанализируем с энергетической точки зрения равновесный процесс перехода системы из какого-либо начального состояния 1 в другое состояние 2,

Изменение внутренней энергии системы $\Delta U = U_2 - U_1$ в таком процессе равно разности между количеством теплоты Q , полученным системой, и работой A , совершенной системой против внешних сил

$$\Delta U = Q - A \quad \text{или} \quad Q = \Delta U + A$$

Первое начало термодинамики: теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил.

В дифференциальной форме: $\delta Q = dU + \delta A$,

где dU (полный дифференциал) - бесконечно малое изменение внутренней энергии системы, δA - элементарная работа, δQ - бесконечно малое количество теплоты. δA и δQ не являются полными дифференциалами.

Дело в том, что **внутренняя энергия системы является однозначной функцией состояния системы**. Отсюда следует, что при совершении системой произвольного процесса, в результате которого она вновь возвращается в исходное состояние, полное изменение внутренней энергии системы равно нулю ($\oint dU = 0$). Ни работа, ни теплота не являются функциями состояния системы.

Все величины, входящие в первое начало термодинамики, могут быть как **положительными**, так и **отрицательными**.

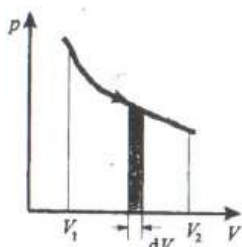
Если к системе *подводится теплота*, то $\delta Q > 0$; если от системы *отводится теплота*, то $\delta Q < 0$.

Если *система* совершает работу над *внешними телами*, то $\delta A > 0$, если же *над системой* внешние силы совершают работу, то $\delta A < 0$.

Другая формулировка первого начала термодинамики связана с тем, что если система периодически возвращается в первоначальное состояние, и следовательно $\Delta U = 0$, то $A = Q$, т.е. *вечный двигатель первого рода* -периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия, - *невозможен*.

Равновесные процессы - это процессы, состоящие из последовательности равновесных состояний. Они протекают так, что изменение термодинамических параметров за конечный промежуток времени бесконечно мало. *Все реальные процессы неравновесны*, но в ряде случаев (достаточно медленные процессы) неравновесностью реальных процессов можно пренебречь.

Равновесные процессы можно изображать *графически* в координатах (p, V) . Так работа $\delta A = p dV$ определяется площадью заштрихованной полоски, а полная работа - площадью под кривой между V_1 и V_2 .



При *неравновесных процессах* значения параметров в разных частях системы различны и не существует (p, V) -точек, характеризующих состояние всей системы. Поэтому графическое изображение неравновесного процесса невозможно.

Теплоемкость.

Удельная
вещества c - величина, теплоты, необходимому для нагревания 1кг вещества
удельной *теплоемкости* - Дж/(кг К)

Молярная теплоемкость C_μ - величина, теплоты, необходимому для нагревания 1моль
Единица молярной *теплоемкости* - Дж/(моль К).

теплоемкость
равная количеству
на 1К. Единица $c = \frac{\delta Q}{mdT}$
равная количеству
вещества на 1К. $C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT}$

Связь между C_μ и c

$$C_\mu = c\mu$$

Различают *теплоемкости* (удельную и молярную) *при постоянном объеме* (c_V и C_V) и *при постоянном давлении* (c_p и C_p), если в процессе нагревания вещества его объем или давление поддерживаются постоянными.

Молярная теплоемкость при постоянном объеме

Из первого начала термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$, с учетом $\delta A = p dV_\mu$ и $C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT}$ для 1моль газа получим: $C_\mu dT = dU_\mu + p dV_\mu$

При $V = const$ работа внешних сил δA равна нулю и сообщаемая газу извне теплота идет только на увеличение его внутренней энергии.

$$C_V = \frac{dU_\mu}{dT}$$

C_V равна изменению внутренней энергии 1моль газа при повышении его температуры на 1К. Поскольку $dU_\mu = \frac{i}{2} R dT$, то $C_V = \frac{i}{2} R$

Молярная теплоемкость при постоянном давлении. Уравнение Майера

Если газ нагревается при $p = const$, то

$$C_p = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \frac{dU + p dV}{\nu dT} = \frac{dU_\mu}{dT} = \frac{p dV_\mu}{dT}$$

$\frac{dU_\mu}{dT}$ не зависит от вида процесса (внутренняя энергия идеального газа не зависит ни от p , ни от V , а определяется только T) и всегда равна C_V . Дифференцируя уравнение Клапейрона-Менделеева $pV_\mu = RT$ по T при $p = \text{const}$, получим

$$C_p = C_V + R - \text{уравнение Майера}$$

C_p всегда больше C_V на величину универсальной газовой постоянной.

Это объясняется тем, что при нагревании газа **при постоянном давлении** требуется еще дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа, так как постоянство давления обеспечивается увеличением объема газа.

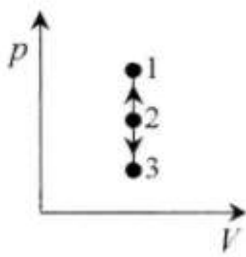
$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R$$

При рассмотрении термодинамических процессов важную роль играет величина

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}$$

которая называется **коэффициентом Пуассона**

Применение первого начала термодинамики к изопроцессам



Изопроцессы - равновесные процессы, происходящие с термодинамическими системами, при которых один из основных параметров состояния сохраняется постоянным.

Изохорный процесс ($V = \text{const}$).

Диаграмма этого процесса - **изохора** - в координатах (p, V) изображается прямой, параллельной оси ординат (ось p). Процесс 2-1 - изохорный нагрев, процесс 2-3 - изохорное охлаждение.

При изохорном процессе газ не совершает работу над внешними телами ($\delta A = p dV = 0$) и вся теплота, сообщаемая газу, идет на увеличение его внутренней энергии ($\delta Q = dU$). Поскольку $dU_\mu = C_V dT$, то для произвольной массы газа:

$$\delta Q = \frac{m}{\mu} C_V dT$$

Изобарный процесс ($p = \text{const}$).

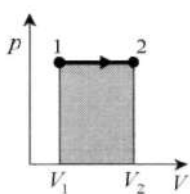


Диаграмма этого процесса - **изобара** - в координатах (p, V) изображается прямой параллельной оси абсцисс (ось V). При изобарном процессе работа газа при увеличении объема от V_1 до V_2 равна:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1)$$

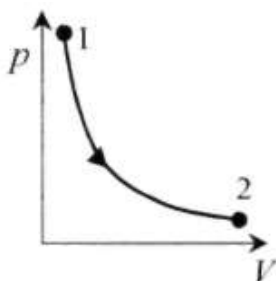
и определяется площадью заштрихованного прямоугольника. Используя уравнение Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu}RT$, получаем $V_2 - V_1 = \frac{mR}{p\mu}(T_2 - T_1)$,

отсюда
$$A = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1)$$

Физический смысл универсальной газовой постоянной: R численно равна работе изобарного расширения 1 моля идеального газа при нагревании его на 1 К.

Изотермический процесс ($T = \text{const}$).

Диаграмма этого процесса - **изотерма** - в координатах (p, V) представляет собой гиперболу. Изотермический процесс описывается законом Бойля-Мариотта ($pV = \text{const}$).



Работа изотермического расширения газа

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

Так как при $T = \text{const}$ внутренняя энергия идеального газа не изменяется, то из первого начала термодинамики следует, что $\delta Q = \delta A$, то есть **все количество теплоты, сообщаемое газу, расходуется на совершение им работы против внешних сил.**

Поэтому, для того, чтобы при расширении газа температура не понижалась, к газу в течение изотермического процесса необходимо подводить количество теплоты, эквивалентное внешней работе расширения.

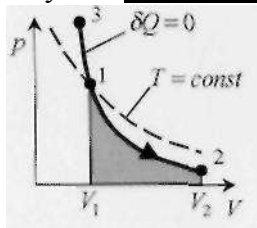
Адиабатический процесс ($\delta Q = 0$). Теплообмен между системой и окружающей средой ($\delta Q = 0$) отсутствует.

К адиабатическим процессам можно отнести все *быстропротекающие процессы* (теплообмен не успевает совершиться), например, распространение звука в среде, циклы расширения и сжатия в двигателях внутреннего сгорания, в холодильных установках и др.

Из первого начала термодинамики следует, что при адиабатическом процессе $\delta A = -dU$. Используя $\delta A = p dV$ и, $dU = \frac{m}{\mu} C_v dT$, получим $p dV = -\frac{m}{\mu} C_v dT$ (1). С другой стороны, из $pV = \frac{m}{\mu} RT$ следует $p dV + V dp = \frac{m}{\mu} R dT$ (2). Разделив (2) на (1) получим:

$$\frac{p dV + V dp}{p dV} = -\frac{R}{C_v} = -\frac{C_p - C_v}{C_v} \quad \text{или} \quad \frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}, \quad \text{где} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v} - \text{коэффициент}$$

Пуассона. Интегрирование этого уравнения дает $\ln V^\gamma + \ln p = \ln \text{const}$, откуда следует **уравнение Пуассона** — **уравнение адиабатического процесса.**



Используя уравнение Менделеева-Клапейрона, получаем:

$$\begin{aligned} pV^\gamma &= \text{const} \\ TV^{\gamma-1} &= \text{const} \\ T^\gamma p^{1-\gamma} &= \text{const} \end{aligned}$$

Работа газа в адиабатическом процессе

В адиабатическом процессе $\delta A = -dU$, поэтому $\delta A = -\frac{m}{\mu} C_v dT$. Если газ адиабатически расширяется от объема V_1 до V_2 то его температура уменьшается от T_1 до T_2 и работа расширения идеального газа

$$A = -\frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2)$$

$$\text{Откуда получаем} \quad A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right], \quad \text{используя}$$

уравнение Менделеева-Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu} RT$.

Работа адиабатического расширения 1-2 (заштрихованная площадь) меньше, чем при изотермическом процессе. Это объясняется тем, что при адиабатическом расширении происходит охлаждение газа, тогда как при изотермическом расширении температура поддерживается постоянной за счет притока извне эквивалентного количества теплоты.

Политропические процессы ($C = \text{const}$).

Процесс, в котором теплоемкость остается постоянной ($C = \text{const}$) называется **политропическим**. Рассмотренные выше изохорный, изотермический, изобарный и адиабатический процессы – это частные случаи политропного процесса.

Уравнение политропы $pV^n = \text{const}$

где коэффициент $n = \frac{C - C_p}{C - C_v}$ называется **показателем политропы**. Значение

теплоемкости и показателя политропы для разных процессов приведены в таблице.

Процесс	C	N
Адиабатический	$C = 0$	$n = \gamma$
Изотермический	$C = \infty$	$n = 1$
Изобарический	$C = C_p$	$n = 0$
Изохорный	$C = C_v$	$n = \pm\infty$

Теплоемкость при изотермическом процессе бесконечно велика, поскольку $dT = 0$, в то время как $\delta Q \neq 0$.

Теплоемкость при адиабатическом процессе равна нулю, поскольку $\delta Q = 0$.

1.11 Лекция № 11 (2 часа).

Тема: «Второе начало термодинамики»

1.11.1 Вопросы лекции:

1. Второе начало термодинамики.
2. Энтропия и её статистический смысл.
3. Круговые процессы (циклы). Тепловые двигатели
4. Цикл Карно и его к.п.д. для идеального газа.

1.11.2 Краткое содержание вопросов

1. Второе начало термодинамики.

Любой необратимый процесс в замкнутой системе происходит так, что энтропия системы при этом возрастает (закон возрастания энтропии).

Первое начало термодинамики выражает закон сохранения и превращения энергии применительно к термодинамическим процессам.

Второе начало термодинамики определяет направление протекания термодинамических процессов, указывая, какие процессы в природе возможны, а какие — нет,

Существуют ещё две формулировки второго начала термодинамики, эквивалентных закону возрастания энтропии:

- 1) **по Кельвину:** невозможен круговой процесс, *единственным результатом* которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу;
- 2) **по Клаузиусу:** невозможен круговой процесс, *единственным результатом* которого является передача теплоты от менее нагретого тела к телу более нагретому.

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$$

2. Энтропия и её статистический смысл.

Термодинамический процесс называется **обратимым**, если он может происходить как в прямом, так и в обратном направлении. Причем, если такой процесс происходит сначала в прямом, а затем в обратном направлении и система возвращается в

исходное состояние, то в окружающей среде и в этой системе не происходит никаких изменений. Всякий процесс, не удовлетворяющий этим условиям, является **необратимым**.

Реальные процессы необратимы, в них всегда происходит диссипация (потеря) энергии (из-за трения, теплопроводности и т.д.). **Обратимые процессы** — это физическая модель — это идеализация реальных процессов.

Энтропия

Количество тепла δQ , которое должно быть доставлено системе или отнято у неё при переходе от одного состояния в другое, не определяется однозначно начальным и конечным состояниями, но существенно зависит от способа осуществления этого перехода (δQ не является функцией состояния

системы).

Однако, **приведенное количество теплоты** — отношение теплоты δQ к температуре T системы при бесконечно малых изменениях состояния системы — есть функция состояния системы. В любом обратимом круговом процессе

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Следовательно, подынтегральное выражение есть полный дифференциал некоторой функции, которая определяется только начальным и конечным состояниями системы и не зависит от пути, каким система пришла в это **состояние**.

Энтропией S называется функция состояния системы, дифференциалом которой является $\delta Q/T$:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Т.о. первое начало термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$ можно записать в виде

$$TdS = dU + \delta A,$$

откуда $\delta A = TdS - dU = d(TS) - SdT - dU = -d(U - TS) - SdT = -dF - SdT$

Функция $F = U - TS$ является функцией состояния системы и называется **энергией Гельмгольца** или **свободной энергией**.

Изменение энтропии

В замкнутой системе для обратимых процессов $\Delta S = 0$; для необратимых циклов $\Delta S > 0$.

Неравенство Клаузиуса: энтропия замкнутой системы может либо возрастать (в случае необратимых процессов) либо оставаться постоянной (в случае обратимых процессов). $\Delta S \geq 0$

Поскольку dS и δQ имеют один и тот же знак, то по характеру изменения энтропии можно судить о направлении процесса теплообмена. При нагревании тела $\delta Q > 0$ и его энтропия возрастает $dS > 0$, при охлаждении $\delta Q < 0$ и энтропия тела убывает $dS < 0$.

Изоэнтропийным называется процесс, протекающий при постоянной энтропии ($S = \text{const}$).

В обратимом адиабатическом процессе $\delta Q = TdS = 0$, так что $dS = 0$ и $S = \text{const}$, поэтому **адиабатический процесс является изоэнтропийным**.

Рассмотрим для примера идеальный газ, который совершает равновесный переход из состояния 1 в состояние 2. Изменение его энтропии

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{dU + \delta A}{T}$$

$$\text{Используя } dU = \frac{m}{\mu} C_v dT; \delta A = p dV = \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V}; R = C_p - C_v \text{ и } \frac{T_2 V_1}{T_1 V_2} = \frac{p_2}{p_1},$$

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = \frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right) = \frac{m}{\mu} \left(C_V \ln \frac{p_2}{p_1} + C_P \ln \frac{V_1}{V_2} \right)$$

Третье начало термодинамики

Третье начало термодинамики — **теорема Нернста-Планка** — постулирует поведение термодинамических систем при нуле Кельвина (абсолютном нуле): **энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к нулю Кельвина.**

Теплоемкости C_V и C_P при $T = 0 \text{ K}$ равен нулю, поскольку:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}, C = \frac{dQ}{dT}, S(p = \text{const}, T) = \int_0^T \frac{C_P(T')dT'}{T'}, S(V = \text{const}, T) = \int_0^T \frac{C_V(T')dT'}{T'}$$

Изменение энтропии в процессах идеального газа.

Изохорный ($V = \text{const}$)	Изобарный ($p = \text{const}$)	Изотермический ($T = \text{const}$)	Адиабатический ($S = \text{const}$)
$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$	$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_P \ln \frac{V_2}{V_1}$	$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$	$\Delta S = 0$

Статистическое толкование энтропии

Термодинамическая вероятность W состояния тела или системы — это число способов, которыми может быть реализовано данное конкретное термодинамическое состояние {макросостояние}. Иначе говоря, это число всевозможных микрораспределений частиц по координатам и скоростям {микросостояний}, которыми может быть осуществлено данное макросостояние.

Формула Больцмана: $S = k \ln W$

где k — постоянная Больцмана.

Энтропия системы определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное макросостояние.

Энтропия является мерой неупорядоченности системы, — чем больше число микросостояний, реализующих данное макросостояние, тем больше энтропия.

Принцип возрастания энтропии

Все процессы в замкнутой системе ведут к увеличению её энтропии. В замкнутой системе идут в направлении от менее вероятных состояний к более вероятным, до тех пор, пока вероятность состояния не станет максимальной. В состоянии равновесия — наиболее вероятного состояния системы — число микросостояний максимально, при этом максимальна и энтропия.

3. Круговые процессы (циклы). Тепловые двигатели

Круговым процессом (или **циклом**) называется процесс, при котором система, пройдя через ряд состояний, возвращается в исходное состояние. На (p, V) - диаграмме цикл изображается замкнутой кривой, где участок 1-2 соответствует расширению, а 2-1 — сжатию газа.

Работа расширения A_1 , (площадь фигуры 1a2V₂V₁1) положительна: $A_1 > 0$.

Работа сжатия A_2 , (площадь фигуры 2bV₁V₂2) отрицательна: $A_2 < 0$.

Работа за цикл A_3 определяется площадью, охватываемой замкнутой кривой:

$$A = A_1 + A_2$$

Таким образом, **работа** — это функция не только состояния термодинамической системы, но и вида процесса, который происходит. Поэтому **работа не является однозначной функцией состояния** (такой, как внутренняя энергия). Из первого начала термодинамики следует, что **теплота** Q , так же как и работа A , является функцией процесса, который происходит с системой.

Цикл называется **прямым**, если за цикл совершается положительная работа $A = \oint p dV > 0$ (цикл протекает по часовой стрелке — рисунок (А)).

Цикл называется **обратным**, если за цикл совершается отрицательная работа $A = \oint p dV < 0$ (цикл протекает против часовой стрелки — рисунок (Б)).

Прямой цикл используется в **тепловых двигателях** (совершают работу за счет полученной извне теплоты). Обратный цикл используется в **холодильных машинах** (за счет работы внешних сил теплота переносится к телу с более высокой температурой).

КПД кругового процесса

В результате кругового процесса система возвращается в исходное состояние, следовательно, полное изменение внутренней энергии равно нулю. Поэтому $Q = \Delta U + A = A$, т.е. работа, совершаемая за цикл, равна количеству полученной извне теплоты. Если в ходе кругового процесса система не только получает количество теплоты Q_1 , но и теряет (отдает) количество теплоты Q_2 , то $Q = Q_1 + Q_2$.

Термический коэффициент полезного действия для кругового процесса — это величина, равная отношению работы, совершенной системой, к количеству теплоты, полученному в этом цикле системой:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Тепловые двигатели и холодильные машины

Тепловой двигатель — это периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет полученной извне теплоты.

Термостатом называется термодинамическая система, которая может обмениваться теплотой с телами практически без изменения собственной температуры.

Рабочее тело — это тело, совершающее круговой процесс и обменивающееся энергией с другими телами.

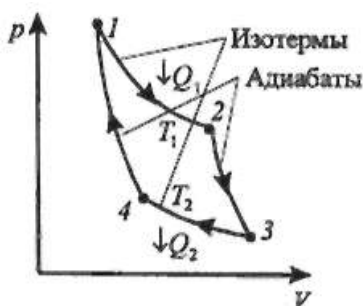
Принцип работы теплового двигателя: от термостата с более высокой температурой T_1 , называемого **нагревателем**, за цикл **отнимается** количество теплоты Q_1 а термостату с более низкой температурой T_2 , называемому **холодильником**, за цикл **передается** количество теплоты Q_2 , при этом **совершается работа** $A = Q_1 - Q_2$.

Термический КПД двигателя:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Чтобы КПД был равен 1, необходимо, чтобы $Q_2 = 0$, а это запрещено вторым началом термодинамики.

4. Цикл Карно и его к.п.д. для идеального газа.



Теорема Карно. Из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей T_1 , и холодильников T_2 , наибольшим КПД обладают обратимые машины. При этом КПД обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей и холодильников, равны друг другу и не зависят

от природы рабочего тела, а определяются только температурами нагревателя и холодильника.

Цикл Карно.

Наиболее экономичный обратимый круговой процесс, состоящий из двух изотерм и двух адиабат.

Рассмотрим **прямой цикл Карно**, в котором в качестве рабочего тела используется идеальный газ, заключенный в сосуд с подвижным поршнем.

Последовательные термодинамические процессы в цикле Карно

1-изотерма-2-адиабата-3-изотерма-4-адиабата-1:

Изотермическое расширение 1–2 $T = \text{const}; V_2 > V_1$	$A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q$
Адиабатическое расширение 2–3 $\delta Q = 0; T_2 < T_1$	$A_{23} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_2 - T_1)$
Изотермическое сжатие 3–4 $T = \text{const}; V_4 < V_3$	$A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2$
Адиабатическое сжатие $\delta Q = 0; T_1 > T_2$	$A_{41} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) = -A_{23}$

Работа, совершаемая в результате кругового процесса,

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 + A_{23} = Q_1 - Q_2$$

Для адиабат 2-3 и 4-1 уравнения Пуассона: $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$, $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$ откуда $V_1/V_2 = V_3/V_4$.

Используя это, **термический КПД цикла Карно**:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

1.12 Лекция № 12 (2 часа).

Тема: «Реальные газы»

1.12.1 Вопросы лекции:

1. Реальные газы. Молекулярное взаимодействие.
2. Уравнение и изотермы Ван-дер-Ваальса.
3. Внутренняя энергия реального газа.
4. Эффект Джоуля-Томсона.
5. Сжижение газов.

1.12.2 Краткое содержание вопросов:

1. Реальные газы. Молекулярное взаимодействие.

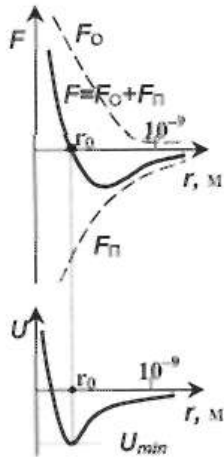
При рассмотрении **реальных** газов необходимо учитывать собственный объем молекул и силы межмолекулярного взаимодействия.

Силы межмолекулярного взаимодействия — короткодействующие — они проявляются на расстояниях менее 10^{-9} м. Сила взаимодействия молекул — это

равнодействующая сил притяжения F_n (они преобладают на больших расстояниях) и сил отталкивания F_0 (они доминируют на малых расстояниях). На расстоянии $r = r_0$ эти силы уравниваются друг друга и $F = 0$. Таким образом, расстояние r_0 — это **равновесное расстояние** между молекулами, на котором бы они находились в отсутствие теплового движения.

Потенциальная энергия взаимодействия молекул U **минимальна** в состоянии устойчивого равновесия при $r = r_0$.

Соотношение между U_{min} и kT является критерием различных агрегатных состояний. U_{min} определяет работу, которую нужно совершить против сил притяжения, чтобы разъединить молекулы, находящиеся в равновесии ($r = r_0$). kT определяет удвоенную среднюю энергию, приходящуюся на одну степень свободы теплового движения молекул.

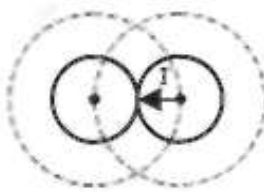


При $U_{min} \ll kT$ **вещество находится в газообразном состоянии**, т.к. тепловое движение молекул препятствует соединению (конденсации) молекул.

При $U_{min} \gg kT$ **вещество находится в твердом состоянии**, т.к. тепловой энергии недостаточно, чтобы "оторвать" молекулы друг от друга.

При $U_{min} = kT$ **вещество находится в жидком состоянии**, т.к. в результате теплового движения молекулы перемещаются в пространстве, обмениваясь местами, но не расходясь на расстояния, превышающие r_0 .

2. Уравнение и изотермы Ван-дер-Ваальса. Изотермы Эндрюса.



Ван-дер-Ваальс внес в уравнение состояния идеального газа $pV_\mu = RT$ поправки, учитывающие собственный объем молекул и силы межмолекулярного взаимодействия.

Фактический объем реального газа будет $V_\mu - b$, где b — объем, занимаемый самими молекулами. Две молекулы радиуса r не могут сблизиться на расстояние меньше $2r$, следовательно, для центров двух молекул недоступен сферический объем радиуса $2r$.

Этот объем b в восемь раз больше объема одной молекулы и в расчете на одну молекулу равен учетверенному объему молекулы.

Учет сил межмолекулярного притяжения осуществляется введением дополнительного давления p' на газ, называемого **внутренним давлением**:

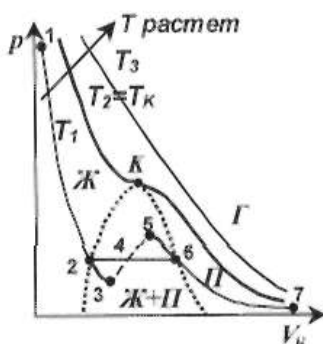
$p' = a/V_\mu^2$, где a — постоянная Ван-дер-Ваальса.

Уравнение Ван-дер-Ваальса для моля газа — уравнение состояния реальных газов: $(p + a/V_\mu^2)(V_\mu - b) = RT$. Для произвольной массы газа:

$$\left(p + \frac{V^2 a}{V^2}\right)(V - vb) = RT, \quad \text{где} \quad v = \frac{m}{\mu}, \quad V = vV_\mu$$

Изотерма реального газа представляет собой зависимость молярного объема газа от давления при постоянной температуре.

При высоких температурах ($T > T_k$) изотерма реального газа отличается от изотермы идеального газа только некоторым искажением формы.



При некоторой температуре T_k — **критической температуре** — на изотерме появляется точка перегиба K — **критическая точка**. Соответствующие этой точке объем V_k и давление p_k называются **критическими**. Изотерма при T_k называется **критической изотермой**.

При $T < T_k$ уравнению Ван-дер-Ваальса соответствует кривая 1-2-3-4-5-6-7. Однако, на участке 5-3 сжатие вещества сопровождается уменьшением давления, следовательно, в этой области вещество распадается на две фазы — жидкость и пар.

Фаза — совокупность всех частей системы, обладающих одинаковым химическим составом и находящихся в одинаковом термодинамическом состоянии.

Истинные докритические изотермы реального газа имеют вид 1-2-6-7 и являются кривыми непрерывного перехода вещества из газообразного состояния (Г) (участок 6-7) в жидкое (Ж) (участок 2-1). Участок 6-2 соответствует равновесному сосуществованию жидкости и газа.

Вещество в газообразном состоянии при температуре ниже критической называется **паром** (П), а пар, находящийся в равновесии со своей жидкостью, называется **насыщенным** (Ж+ П). Пар при изотермическом сжатии претерпевает процесс сжижения. Газ при температурах $T > T_k$ не может быть превращен в жидкость ни при каком давлении (Г).

При некоторых условиях могут быть реализованы **метастабильные** состояния 5-6 и 2-3. Участок 2-3 изображает **перегретую жидкость**, 5-6 — **пересыщенный пар**.

3. Внутренняя энергия реального газа.

Внутренняя энергия реального газа складывается из кинетической энергии теплового движения молекул ($C_v T$) и потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия ($-a/V_\mu$): $U_\mu = C_v T - \frac{a}{V_\mu}$

Если газ расширяется без теплообмена с окружающей средой (адиабатически, т.е. $\delta Q = 0$) и не совершает работы (так называемое расширение газа в вакуум, т. е. $\delta A = 0$), из первого начала термодинамики ($\delta Q = (U_1 - U_2) + \delta A$) следует, что: $U_1 = U_2$.

При адиабатическом расширении без совершения внешней работы внутренняя энергия газа не меняется.

Для **идеального** газа это означает $T_1 = T_2$ (температура не изменяется).

Для **реального** газа $U = C_v T - a/V$, поэтому $T_1 - T_2 = \frac{a}{C_v} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right)$.

Реальный газ при **адиабатическом** расширении в вакуум **охлаждается**.

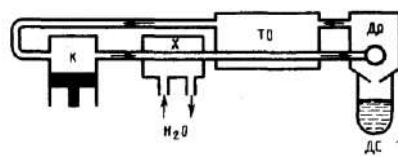
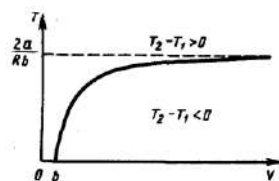
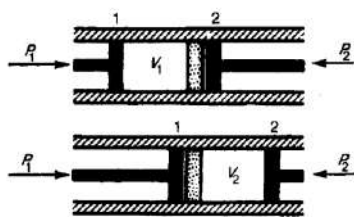
4. Эффект Джоуля — Томсона

Адиабатическое расширение реального газа с совершением внешними силами положительной работы—осуществили английские физики Дж. Джоуль (1818—1889) и У. Томсон (лорд Кельвин, 1824—1907).

На рис. представлена схема их опыта. В теплоизолированной трубке с пористой перегородкой находятся два поршня, которые могут перемешаться без трения. Пусть сначала слева от перегородки газ под поршнем 1 находится под давлением p_1 , занимает объем V_1 при температуре T_1 , а справа газ отсутствует (поршень 2 придвинут к перегородке). После прохождения газа через пористую перегородку в правой части газ характеризуется параметрами p_2 , V_2 , T_2 . Давления p_1 и p_2 поддерживаются постоянными ($p_1 > p_2$).

Так как расширение газа происходит без теплообмена с окружающей средой (адиабатически), то на основании первого начала термодинамики

$$\delta Q = (U_2 - U_1) + \delta A = 0.$$



Внешняя работа, совершаемая газом, состоит из положительной работы при движении поршня 2 ($A_2 = p_2 V_2$) и отрицательной при движении поршня 1 ($A_1 = p_1 V_1$), т. е. $\delta A = A_2 - A_1$. Подставляя выражения для работ, получаем

$$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2.$$

Таким образом, в опыте Джоуля — Томсона сохраняется (остается неизменной) величина $U + pV$. Она является функцией состояния и называется **энтальпией**.

1) $a \approx 0$ — не учитываем силы притяжения между молекулами, а учитываем лишь размеры самих молекул. Тогда

$$T_2 - T_1 \approx \frac{-b(p_2 - p_1)}{C_V + R} > 0,$$

т. е. газ в данном случае нагревается;

2) $b \approx 0$ — не учитываем размеров молекул, а учитываем лишь силы притяжения между молекулами. Тогда

$$T_2 - T_1 \approx \frac{2a(1/V_2 - 1/V_1)}{C_V + R} < 0,$$

т. е. газ в данном случае охлаждается;

3) учитываем обе поправки. Подставив вычисленное из уравнения Ван-дер-Ваальса значение p_1 , имеем

$$T_2 - T_1 \approx \frac{-\frac{2a}{V_1} + \frac{bRT_1}{V_1 - b}}{C_V + R} + \frac{\frac{ba}{V_1^2} - \frac{ab}{V_1^2}}{C_V + R} = \frac{\frac{bRT_1}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1}}{C_V + R},$$

т. е. знак разности температур зависит от значений начального объема V_1 и начальной температуры T_1 .

Изменение температуры реального газа в результате его адиабатического расширения, или, как говорят, **адиабатического дросселирования** — медленного прохождения газа под действием перепада давления сквозь **дроссель** (например, пористую перегородку), называется **эффектом Джоуля—Томсона**. Эффект Джоуля — Томсона принято называть **положительным**, если газ в процессе дросселирования охлаждается ($\Delta T < 0$), и **отрицательным**, если газ нагревается ($\Delta T > 0$).

В зависимости от условий дросселирования для одного и того же газа эффект Джоуля — Томсона может быть как положительным, так и отрицательным. Температура, при которой (для данного давления) происходит изменение знака эффекта Джоуля — Томсона, называется **температурой инверсии**. Ее зависимость от объема получим, приравняв это выражение нулю:

$$T = \frac{2a}{Rb} \left(1 - \frac{b}{V} \right).$$

Кривая, определяемая этим уравнением — **кривая инверсии** — приведена на рис.. Область выше этой кривой соответствует отрицательному эффекту Джоуля — Томсона, ниже — положительному. Отметим, что при больших перепадах давления на дросселе температура газа изменяется значительно. Так, при дросселировании от 20 до 0,1 МПа и начальной температуре 17° С воздух охлаждается на 35° С.

Эффект Джоуля — Томсона обусловлен отклонением газа от идеальности. В самом деле, для моля идеального газа $pV_m = RT$, поэтому выражение (64.2) примет вид

$$C_p T_1 + RT_1 = C_p T_2 + RT_2,$$

откуда следует, что $T_1 = T_2$.

5. Сжижение газов

Преобразование любого газа в жидкость — **сжижение газа** — возможно лишь при температуре ниже критической. При ранних попытках сжижения газов оказалось, что некоторые газы (Cl , CO_2 , NH_3) легко сжижались изотермическим сжатием, а целый ряд газов (O_2 , N_2 , H_2 , He) сжижению не поддавался. Подобные неудачные попытки объяснил Д. И. Менделеев, показавший, что сжижение этих газов производилось при температуре, большей критической, и поэтому заранее было обречено на неудачу. Впоследствии удалось получить жидкий кислород, азот и водород (их критические температуры равны соответственно 154,4, 126,1 и 33 К), а в 1908 г. нидерландский физик Г. Камерлинг-Оннес (1853—1926) добился сжижения гелия, имеющего самую низкую критическую температуру (5,3 К).

Для сжижения газов чаще применяются два промышленных метода, в основе которых используется либо эффект Джоуля—Томсона, либо охлаждение газа при совершении им работы.

1.13 Лекция № 13 (2 часа).

Тема: «Фазовые превращения вещества»

1.13.1 Вопросы лекции:

1. Фазовые превращения вещества.
2. Фазовые диаграммы. Тройная точка.
3. Уравнение Клапейрона – Клаузиуса.

1.13.2 Краткое содержание вопросов:

1. Фазовые превращения вещества.

Испарение и конденсация

В жидких и твердых телах при любой температуре имеется некоторое количество молекул, энергия которых оказывается достаточной для того, чтобы преодолеть притяжение к другим молекулам, покинуть поверхность жидкости или твердого тела и перейти в газообразную фазу. Переход жидкости в газообразное состояние называется испарением, переход в газообразное состояние твердого тела носит название сублимации.

Все твердые тела без исключения в той или иной степени сублимируют. У одних веществ, таких, например, как уголекислота, процесс сублимации протекает с заметной скоростью; у других веществ этот процесс при обычных температурах столь незначителен, что практически не обнаруживается.

Наряду с испарением и сублимацией всегда присутствует обратный процесс — конденсация. Конденсация — переход из газообразного состояния в жидкое или твердое тело.

Вот как выглядит равновесие между жидкостью и ее паром. Возьмем герметичный сосуд, частично заполненный жидкостью, и допустим, что первоначально из пространства над жидкостью вещество было полностью удалено. Вследствие процесса испарения пространство над жидкостью станет наполняться молекулами. Молекулы, перешедшие в газообразную фазу, двигаясь хаотически, ударяются о поверхность жидкости, причем часть таких ударов будет сопровождаться переходом молекул в жидкую фазу. Количество молекул, переходящих в единицу времени в жидкую фазу, очевидно, растет с давлением p . Следовательно, наряду с испарением протекает обратный процесс перехода молекул из газообразной в жидкую фазу, причем интенсивность его растет по мере увеличения

плотности молекул в пространстве над жидкостью. При достижении некоторого, вполне определенного данной температуры давления количества молекул, покидающих жидкость и возвращающихся в нее, станут равны. Начиная с этого момента, плотность пара перестает изменяться. Между жидкостью и паром установится подвижное равновесие, которое будет существовать до тех пор, пока не изменится объем или температура системы.

Давление, соответствующее подвижному равновесию, есть *давление насыщенных паров*. Если увеличить объем сосуда, давление пара понизится, и равновесие будет нарушено. В результате превратится в пар дополнительное количество жидкости, такое, чтобы давление снова стало равно давлению насыщенных паров.

Аналогично уменьшение объема приведет к превращению некоторого количества пара в жидкость.

Количество молекул, покидающих жидкость в единицу времени, сильно растет с температурой. Количество молекул, ударяющихся о поверхность жидкости, зависит от температуры в меньшей степени. Поэтому при повышении температуры равновесие между фазами нарушается, и в течение некоторого времени поток молекул в направлении жидкость $\rightarrow$ пар будет превышать поток в направлении пар $\leftarrow$ жидкость. Это продолжается до тех пор, пока возрастание давления не приведет снова к установлению подвижного равновесия.

Таким образом, давление, при котором устанавливается подвижное равновесие между жидкостью и паром, т. е. давление насыщенных паров, оказывается зависящим от температуры.

Все сказанное о равновесии между жидкостью и газом справедливо и для системы твердое тело — газ. Каждой температуре соответствует определенное значение давления, при котором устанавливается подвижное равновесие между твердым телом и газом. Для многих тел, таких, например, как твердые металлы, это давление при обычных температурах настолько мало, что не может быть обнаружено самыми чувствительными приборами.

При испарении и сублимации тело покидают наиболее быстрые молекулы, вследствие чего средняя энергия оставшихся молекул уменьшается и тело охлаждается.

Чтобы поддерживать температуру испаряющегося (или сублимирующегося) тела неизменной, к нему нужно непрерывно подводить тепло. Тепло, которое необходимо сообщить единице массы вещества для того, чтобы превратить ее в пар, находящийся при той же температуре, какую имело вещество до испарения, называется *удельной теплотой испарения* (или сублимации) λ .

При конденсации тепло, затраченное при испарении, отдается обратно: образующаяся при конденсации жидкость (или твердое тело) нагревается.

Плавление и кристаллизация

Наряду с испарением и сублимацией всегда присутствует обратный процесс — конденсация. Конденсация — переход из газообразного состояния в жидкое или твердое тело.

Переход кристаллического тела в жидкое состояние происходит при определенной для каждого вещества температуре, которую называют температурой *плавления*. Количество теплоты, которое необходимо сообщить единице массы вещества для того, чтобы превратить ее в жидкое состояние, называется *удельной теплотой плавления* γ .

Если веществу, первоначально находившемуся в кристаллическом состоянии, сообщать каждую секунду одно и то же количество тепла, то вначале температура тела все время растет. По достижении температуры плавления $T_{пл}$, несмотря на то, что к телу по-прежнему продолжает подводиться тепло, температура его перестает изменяться. Одновременно начинается процесс плавления твердого тела, в ходе которого все новые и новые порции вещества превращаются в жидкость. После того как процесс плавления

будет закончен и все вещество полностью перейдет в жидкое состояние, температура снова начнет повышаться.

В отличие от кристаллов аморфное тело не плавится, а постепенно размягчается, становясь жидким. При равномерном подводе тепла температура аморфного тела непрерывно растёт. Для аморфных тел нет определенной температуры перехода в жидкое состояние. Можно лишь указать интервал температур, в пределах которого происходит размягчение тела. Это объясняется тем, что жидкости и аморфные тела отличаются лишь степенью подвижности молекул, — аморфные тела представляют собой сильно переохлажденные жидкости.

Температура плавления зависит от давления. Таким образом, переход из кристаллического в жидкое состояние происходит при вполне определенных условиях, характеризующихся значениями давления и температуры. Совокупности этих значений соответствует кривая на диаграмме (p, T), которую принято называть кривой плавления. Кривая плавления идет очень круто. Для того, например, чтобы изменить на 1° температуру таяния льда, необходимо изменить давление на 132 атм.

Обратный плавлению процесс кристаллизации протекает следующим образом. При охлаждении жидкости до температуры, при которой твердая и жидкая фазы могут находиться в равновесии при данном давлении (т. е. до той же температуры, при которой происходило плавление), начинается одновременный рост кристалликов вокруг так называемых зародышей или центров кристаллизации. Разрастаясь все более, отдельные кристаллики в конце концов смыкаются друг с другом, образуя поликристаллическое твердое тело.

Центрами кристаллизации могут служить взвешенные в жидкости твердые частицы. Тщательно очищенную от таких частиц жидкость можно охладить ниже температуры кристаллизации без того, чтобы началось образование кристалликов. Состояние такой переохлажденной жидкости является метастабильным. Обычно достаточно попасть в такую жидкость пылинке, для того чтобы она распалась на жидкость и кристаллы, находящиеся при равновесной температуре. Однако в некоторых случаях при больших переохлаждениях подвижность молекул жидкости оказывается столь незначительной, что метастабильное состояние может сохраняться очень долго. Жидкость в таких случаях обладает весьма малой текучестью и представляет собой аморфное твердое тело. Процесс кристаллизации сопровождается выделением такого же количества тепла, какое поглощается при плавлении.

Фазовые переходы I и II рода

Фазой называется термодинамически равновесное состояние вещества, отличающееся по физическим свойствам от других возможных равновесных состояний того же вещества.

Допустим, например, что в закрытом сосуде заключена некоторая масса воды, над которой находится смесь воздуха с водяными парами. Эта система является двухфазной. Она состоит из двух фаз: жидкой (вода) и газообразной (смесь воздуха с водяными парами). Если бы воздуха не было, то в системе также было бы две фазы: жидкая (вода) и газообразная (водяные пары). Бросим в воду кусочки льда. Система превратится в трехфазную и будет состоять из твердой фазы (лед), жидкой (вода) и газообразной (смесь воздуха с водяными парами).

Понятие фаза шире, чем понятие агрегатное состояние вещества. В пределах одного агрегатного состояния вещество может находиться в нескольких фазах, отличающихся по своим свойствам, составу и строению (лед, например, встречается в пяти различных модификациях — фазах).

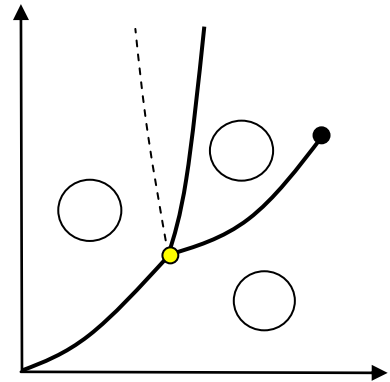
Фазовый переход – переход вещества из одной фазы в другой. Примером фазового перехода могут служить изменения агрегатного состояния вещества или переходы, связанные с изменениями в составе, строении и свойствах вещества (например, переход кристаллического вещества из одной модификации в другую).

Различают фазовые переходы двух родов.

1. *Фазовый переход I рода* (например, плавление, кристаллизация и т. д.) сопровождается поглощением или выделением теплоты, называемой теплотой фазового перехода. Фазовые переходы I рода характеризуются постоянством температуры, изменениями энтропии и объема.

Объяснение этому можно дать следующим образом. Например, при плавлении телу нужно сообщить некоторое количество теплоты, чтобы вызвать разрушение кристаллической решетки. Подводимая при плавлении теплота идет не на нагрев тела, а на разрыв межатомных связей, поэтому плавление протекает при постоянной температуре. В подобных переходах — из более упорядоченного кристаллического состояния в менее упорядоченное жидкое состояние — степень беспорядка увеличивается, т. е., согласно второму началу термодинамики, этот процесс связан с возрастанием энтропии системы. Если переход происходит в обратном направлении (кристаллизация), то система теплоту выделяет.

2. Фазовые переходы, не связанные с поглощением или выделением теплоты и изменением объема, называются *фазовыми переходами II рода*. Эти переходы характеризуются постоянством объема и энтропии, но скачкообразным изменением теплоемкости. Фазовые переходы II рода связаны с изменением симметрии: выше точки перехода система, как правило, обладает более высокой симметрией, чем ниже точки перехода. Примерами фазовых переходов II рода являются: переход ферромагнитных веществ (железа, никеля) при определенных давлении и температуре в парамагнитное состояние; переход металлов и некоторых сплавов при температуре, близкой к 0 K , в сверхпроводящее состояние; переход жидкого гелия в сверхтекучее состояние.



2. Фазовые диаграммы. Тройная точка.

Для наглядного изображения фазовых превращений используется диаграмма состояния, на которой в координатах p , T задается зависимость между температурой фазового перехода и давлением в виде кривых испарения (КИ), плавления (КП) и сублимации (КС), разделяющих поле диаграммы на три области, соответствующие условиям существования твердой (Т), жидкой (Ж) и газообразной (Г) фаз. Кривые на диаграмме называются кривыми фазового равновесия, каждая точка на них соответствует условиям равновесия двух сосуществующих фаз: КП — твердого тела и жидкости, КИ — жидкости и газа, КС — твердого тела и газа.

Точка, в которой пересекаются эти кривые и которая, следовательно, определяет условия (температуру $T_{\text{тр}}$ и соответствующее ей равновесное давление $p_{\text{тр}}$) одновременного равновесного сосуществования трех фаз вещества, называется *тройной точкой*. Каждое вещество имеет только одну тройную точку. Тройная точка воды характеризуется температурой $273,16\text{ K}$.

3. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса.

Термодинамика дает метод расчета кривой равновесия двух фаз одного и того же вещества с помощью *уравнения Клапейрона-Клаузиуса*:

$$\boxed{\frac{dp}{dT} = \frac{q_{12}}{T(V_2 - V_1)}} \quad (1)$$

Здесь q_{12} – удельная теплота фазового перехода, T – соответствующая ему температура, а V_1 и V_2 — удельные объемы в фазах 1 и 2.

Уравнение Клапейрона — Клаузиуса позволяет определить наклоны кривых равновесия. Поскольку q_{12} и T положительны, наклон задается знаком $V_2 - V_1$. При испарении жидкостей и сублимации твердых тел объем вещества всегда возрастает, поэтому, согласно (1), $dp/dT > 0$; следовательно, в этих процессах повышение температуры приводит к увеличению давления, и наоборот. При плавлении большинства веществ объем, как правило, возрастает, т. е. $dp/dT > 0$; следовательно, увеличение давления приводит к повышению температуры плавления (сплошная КП). Для некоторых же веществ (H_2O , чугун и др.) объем жидкой фазы меньше объема твердой фазы, т. е. $dp/dT < 0$; следовательно, увеличение давления сопровождается понижением температуры плавления (штриховая линия КП на диаграмме).

Диаграмма состояния, строящаяся на основе экспериментальных данных, позволяет судить, в каком состоянии находится данное вещество при определенных p и T , а также какие фазовые переходы будут происходить при том или ином процессе.

1.14 Лекция № 14 (2 часа).

Тема: «Электростатическое поле в вакууме»

1.14.1 Вопросы лекции:

1. Свойства электрических зарядов. Закон Кулона.
2. Электростатическое поле и его характеристики.
3. Теорема Остроградского – Гаусса.
4. Связь потенциала электростатического поля с напряженностью.

1.14.2 Краткое содержание вопросов:

1. Свойства электрических зарядов. Закон Кулона.

Существует четыре вида взаимодействий (сил): гравитационное, ядерное, электромагнитное слабое (проявляется в радиоактивных процессах).

Электромагнитные силы – силы притяжения и отталкивания, возникающие между электрически заряженными частицами и телами.

Электродинамика – раздел физики, изучающий электромагнитное взаимодействие электрически заряженных частиц и тел.

Электростатика – раздел электродинамики, в котором изучаются взаимодействие и свойства неподвижных электрически заряженных частиц и тел.

Электрический заряд Q, q – физическая величина, определяющая силу электрического (электромагнитного) взаимодействия частиц или тел.

Единица измерения – 1 Кл (кулон) = 1 А · с

Фундаментальные свойства зарядов

1. Существуют два вида электрических зарядов (положительные и отрицательные).
2. Электрический заряд инвариантен.
3. Дискретен. Заряд любого тела составляет целое число, кратное элементарному заряду $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.
4. Аддитивен.
5. Закон сохранения заряда. $Q = \sum_{i=1}^n Q_i = const$.

Электрон – носитель элементарного отрицательного заряда.

$Q_e = -e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл

$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ Кг

Протон – носитель элементарного положительного заряда.

$$Q_p = +e = +1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

$$m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ Кг}$$

Обычно тела электронейтральны. Электризация.

Закон Кулона – закон взаимодействия точечных зарядов.

Точечный заряд – заряженное тело, размеры которого много меньше расстояний до других заряженных тел, с которыми оно взаимодействует.

Сила взаимодействия F между двумя неподвижными точечными зарядами, находящимися в вакууме, прямо пропорциональна произведению величин зарядов

Q_1 и Q_2 , обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними r^2 и направлена вдоль линии, соединяющей заряды.

$$F = k \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2} \quad \text{или} \quad F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}$$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \left(\frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2} \right)$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \left(\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \right)$$

Закон Кулона для точечных зарядов, находящихся в диэлектрической среде (веществе).

$$F = k \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{\epsilon \cdot r^2} \quad \text{или} \quad F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость среды.

2. Электростатическое поле и его характеристики.

Электрическое (электромагнитное) поле – особый вид материи, посредством которого электрические заряды взаимодействуют друг с другом.

Электростатическое поле – электрическое поле, созданное неподвижными электрическими зарядами и не изменяющееся со временем.

Основное свойство – действовать на другие электрические заряды, находящиеся в нем.

Пробный заряд Q_0 – небольшой по величине, точечный положительный заряд, который не искажает исследуемое электрическое поле.

Напряженность электрического поля – векторная физическая величина, численно равная силе, с которой поле действует на единичный положительный заряд, помещенный в данную точку поля.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q_0}$$

Направление вектора напряженности $\vec{E}$ совпадает с направлением вектора силы $\vec{F}$, с которой поле действует на положительный заряд. Единица измерения – $1 \text{ Н/Кл} = 1 \text{ В/м}$.

Напряженность поля точечного заряда Q

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2} \quad - \text{ в скалярной форме}$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{или} \quad \vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2} \cdot \vec{r}_0 \quad - \text{ в векторной форме.}$$

Здесь $\vec{r}$ - радиус-вектор, направленный от заряда Q в точку поля A , где определяется напряженность поля, $\vec{r}_0 = \frac{\vec{r}}{r}$ - единичный вектор.

Поле, созданное точечным зарядом, обладает сферической симметрией.

Линии напряженности – линии, касательные к которым в каждой точке пространства (поля) совпадают с направлением вектора напряженности. Эти линии:

1. Указывают направление вектора напряженности.
2. Проводятся так, чтобы напряженность электрического поля E была пропорциональна числу линий, проходящих через единичную площадку, перпендикулярную линиям.
3. Начинаются только на положительных зарядах и заканчиваются только на отрицательных зарядах. Число линий, выходящих из заряда или входящих в него, пропорционально величине заряда.
4. Никогда не пересекаются.

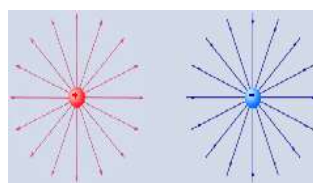
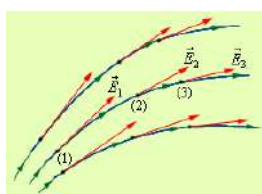


Рис.1. Линии напряженности полей, созданных точечными зарядами

Принцип суперпозиции (наложения) электростатических полей.

Напряженность результирующего поля $\vec{E}$, создаваемого системой зарядов, равна векторной сумме напряженностей полей $\vec{E}_i$, создаваемых в данной точке каждым из зарядов в отдельности.

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$$

3. Теорема Остроградского – Гаусса для электростатического поля в вакууме.

Поток Φ_E вектора напряженности $\vec{E}$ электрического поля через плоскую поверхность площадью S - величина, равная произведению модуля вектора $\vec{E}$ на площадь S и косинус угла α между векторами $\vec{E}$ и $\vec{n}$ (нормалью к поверхности).

$$\Phi_E = E \cdot S \cdot \cos \alpha \quad \text{или} \quad \Phi_E = E_n \cdot S$$

где $E_n = E \cdot \cos \alpha$ - проекция вектора $\vec{E}$ на направление вектора $\vec{n}$.

Другая математическая форма потока $\Phi_E = \vec{E} \cdot \vec{S}$, где $\vec{S} = S \cdot \vec{n}$ - вектор площади.

Поток Φ_E численно равен количеству линий напряженности, пронизывающих поверхность S , является алгебраической величиной, Единица измерения – 1 В·м.

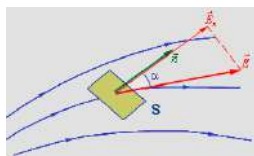


Рис.3. Поток вектора напряженности электростатического поля $\vec{E}$ через площадку S

Определение потока напряженности Φ_E в неоднородном электрическом поле через произвольную (искривленную) поверхность S .

$$\Phi_E = \int_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_S E_n \cdot dS$$

здесь $d\Phi_E = \vec{E} \cdot d\vec{S} = E_n \cdot dS$ - поток напряженности через элементарную площадку dS ,

$d\vec{S} = dS \cdot \vec{n}$ - вектор элементарной площадки, $\vec{n}$ - вектор нормали к площадке dS .

Поток напряженности электрического поля Φ_E через замкнутую поверхность S

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_S E_n \cdot dS$$

Для замкнутой поверхности S за положительное направление нормали $\vec{n}$ принимается внешняя нормаль (направление во внешнее пространство). Поэтому линии напряженности, выходящие из объема, ограниченного поверхностью S , создают положительный поток $\Phi_E > 0$, а линии напряженности, входящие в объем, создают отрицательный поток $\Phi_E < 0$.

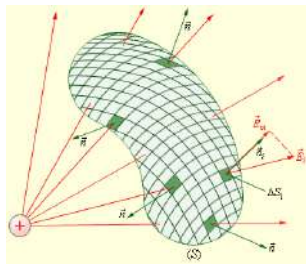


Рис. 4. Вычисление потока Φ_E через замкнутую поверхность S

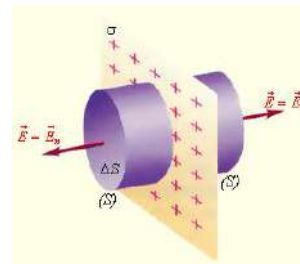


Рис.5.

Теорема Остроградского – Гаусса для электростатического поля в вакууме

«Поток вектора напряженности электростатического поля в вакууме сквозь замкнутую поверхность равен алгебраической сумме электрических зарядов, заключенных внутри этой поверхности, деленной на ϵ_0 »

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^n Q_i$$

Теорема справедлива для любого распределения электрических зарядов внутри любой замкнутой поверхности; заряды вне поверхности не учитываются.

Применение теоремы Остроградского – Гаусса для расчета электростатических полей

А) Электрическое поле равномерно заряженной бесконечной плоскости

$$\Phi_E = \frac{Q}{\epsilon_0} \Rightarrow E \cdot 2S = \frac{\sigma \cdot \Delta S}{\epsilon_0}$$

σ - поверхностная плотность заряда

$Q = \sigma \cdot \Delta S$ - величина заряда внутри цилиндра

$\Phi_E = E \cdot 2\Delta S$ - поток напряженности через цилиндрическую поверхность S

Отсюда, получаем

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \text{ - напряженность поля в вакууме}$$

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \text{ - напряженность поля в диэлектрической среде с проницаемостью } \varepsilon.$$

Электростатическое поле заряженной плоскости однородное.

Б) Поле двух бесконечных параллельных плоскостей, заряженных разноимённо.

Поле системы есть суперпозиция полей, создаваемых каждой из поверхностей в отдельности.

$$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$$

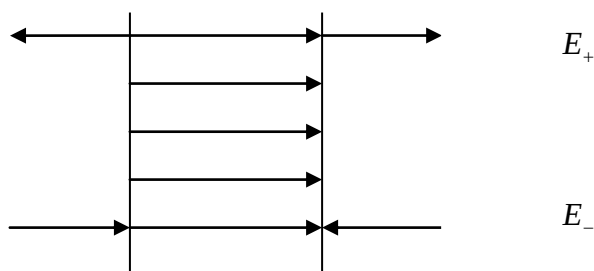


Рис.6

Поле существует между пластинами и однородно.

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

В) Поле равномерно заряженной сферической поверхности. Поле неоднородно.

а) Область пространства на поверхности сферы и вне её.

$$\text{Если } r \geq R, \text{ то } E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2}$$

б) Область внутри сферы. Если $r < R$, то $E = 0$.

4. Связь потенциала электростатического поля с напряженностью.

Электростатическое поле является потенциальным. Работа сил электростатического поля по перемещению электрического заряда не зависит от вида (формы) траектории, а определяется только начальным и конечным положениями заряда в поле.

При перемещении в электростатическом поле заряда по замкнутой траектории работа сил поля равна нулю.

Потенциал электростатического поля φ - скалярная физическая величина, численно равная потенциальной энергии единичного положительного заряда, помещенного в данную точку поля.

$$\varphi = \frac{U}{Q_0} \quad \text{Единица измерения - } 1 \text{ В} = 1 \text{ Дж/Кл}$$

Работа сил электростатического поля A_{12} равна произведению величины перемещаемого заряда на разность потенциалов в начальном и конечном положениях заряда.

$$A_{12} = Q \cdot (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Разность потенциалов между двумя точками поля электростатического поля равна работе, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного заряда из одной точки поля (начальной) в другую точку поля (конечную).

$$A_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Второе определение потенциала.

$$\varphi = A_{\infty}$$

Потенциал электростатического поля точечного заряда.

Потенциал φ поля точечного заряда Q на расстоянии r от него относительно бесконечно удаленной точки вычисляется следующим образом:

$$\varphi = \varphi_{\infty} = \frac{1}{q} \int_r^{\infty} E dr = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \int_r^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r}.$$

Как следует из теоремы Гаусса, эта же формула выражает потенциал поля однородно заряженного шара (или сферы) при $r \geq R$, где R – радиус шара.

Для наглядного представления электрического поля наряду с линиями напряженности используют **экипотенциальные поверхности**.

Поверхность, во всех точках которой потенциал электрического поля имеет одинаковые значения, называется экипотенциальной поверхностью или поверхностью равного потенциала.

Линии напряженности электростатического поля всегда перпендикулярны экипотенциальным поверхностям.

Экипотенциальные поверхности кулоновского поля точечного заряда – концентрические сферы. В случае однородного поля экипотенциальные поверхности представляют собой систему параллельных плоскостей.

Если пробный заряд q совершил **малое перемещение вдоль силовой линии** из точки (1) в точку (2), то можно записать:

$$\Delta A_{12} = qE\Delta l = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -q\Delta\varphi,$$

где $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ – изменение потенциала. Отсюда следует

$$E = - \frac{\Delta\varphi}{\Delta l}; \quad (\Delta l \rightarrow 0) \quad \text{или} \quad E = - \frac{d\varphi}{dl}.$$

Это соотношение в скалярной форме выражает связь между напряженностью поля и потенциалом. Здесь l – координата вдоль линии напряженности.

В векторном виде связь между напряженностью $\vec{E}$ и потенциалом φ электростатического поля имеет вид $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$.

Физический смысл. Напряженность поля в данной точке (месте) электростатического поля измеряется уменьшением потенциала поля, приходящимся на единицу длины линии напряженности.

1.15 Лекция № 15 (2 часа).

Тема: «Электростатическое поле в веществе»

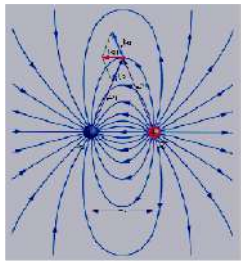
1.15.1 Вопросы лекции:

1. Электрическое поле в веществе. Поляризация диэлектрика.
2. Электрическое поле внутри проводника и у его поверхности.
3. Емкость. Конденсаторы.
4. Энергия электростатического поля.

1.15.2 Краткое содержание вопросов:

1. Электрическое поле в веществе. Поляризация диэлектрика.

Электрический диполь - система, состоящая из двух равных по величине, разноимённых точечных зарядов, близко расположенных друг от друга.



$\vec{p} = Q \cdot \vec{l}$ – дипольный момент (момент диполя)

$\vec{l}$ – плечо диполя

Единица измерения p – 1 Кл·м

$E = k \frac{p}{r^3} \cdot \sqrt{3 \cos^2 \theta + 1}$ – напряжённость

поля диполя на большом расстоянии

$r \gg l$ от него

В однородном электрическом поле на заряды диполя действуют силы, создающие вращающий момент.

Поляризация диэлектрика - микроскопические перемещения связанных зарядов диэлектрика, помещённого во внешнее электрическое поле, которые приводят к появлению на его поверхности нескомпенсированных связанных зарядов и возникновению у диэлектрика дипольного момента.

Виды поляризации диэлектрика:

- 1) электронная или деформационная;
- 2) дипольная или ориентационная;
- 3) ионная поляризация

Электрическое поле, создаваемое связанными (поляризационными) зарядами диэлектрика направлено против внешнего электрического поля и ослабляет его.

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}$$

E_0 - напряжённость внешнего электростатического поля

E - напряжённость результирующего поля в диэлектрике

ε - диэлектрическая проницаемость диэлектрика

Степень поляризации характеризует поляризованность или вектор поляризации P

Единица измерения - 1 Кл/м²

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{p}_i}{V}$$

$$P = \varepsilon_0 E$$

Электрическое смещение. Теорема Гаусса.

Вектор электрического смещения характеризует электростатическое поле, создаваемое свободными зарядами. Единица измерения - 1 Кл/м²

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\Phi_D = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S D_n dS$$

$$\Phi_D = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^n Q_i$$

Теорема Гаусса

Сегнетоэлектрики — диэлектрики, обладающие в определенном интервале температур спонтанной (самопроизвольной) поляризованностью, т. е. поляризованностью в отсутствие внешнего электрического поля. К сегнетоэлектрикам относятся, например, детально изученные И. В. Курчатовым (1903—1960) и П. П. Кобеко (1897—1954) сегнетова соль $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ (от нее и получили свое название сегнетоэлектрики) и титанат бария BaTiO_3 .

При отсутствии внешнего электрического поля сегнетоэлектрик представляет собой как бы мозаику из доменов — областей с различными направлениями поляризованности. Так как в смежных доменах эти направления различны, то в целом дипольный момент диэлектрика равен нулю. При внесении сегнетоэлектрика во внешнее поле происходит переориентация дипольных моментов доменов по полю, а возникшее при этом суммарное электрическое поле доменов будет поддерживать их некоторую ориентацию и после прекращения действия внешнего поля. Поэтому сегнетоэлектрики имеют аномально большие значения диэлектрической проницаемости (для сегнетовой соли, например, $\epsilon_{\text{max}} \approx 10^4$).

2. Электрическое поле внутри проводника и у его поверхности.

Если поместить проводник во внешнее электростатическое поле или его зарядить, то на заряды проводника будет действовать электростатическое поле, в результате чего они начнут перемещаться. Перемещение зарядов (ток) продолжается до тех пор, пока не установится равновесное распределение зарядов, при котором электростатическое поле внутри проводника обращается в нуль. Это происходит в течение очень короткого времени. Напряженность поля во всех точках внутри проводника равна нулю $E = 0$.

Отсутствие поля внутри проводника означает, что потенциал во всех точках внутри проводника постоянен ($\varphi = \text{const}$), т. е. поверхность проводника в электростатическом поле является *эквипотенциальной*. Отсюда же следует, что вектор напряженности поля на внешней поверхности проводника направлен по нормали к каждой точке его поверхности. Если бы это было не так, то под действием касательной составляющей E заряды начали бы по поверхности проводника перемещаться, что, в свою очередь, противоречило бы равновесному распределению зарядов.

Если проводнику сообщить некоторый заряд Q , то нескомпенсированные заряды располагаются *только на поверхности* проводника. Это следует непосредственно из теоремы Гаусса, согласно которой заряд Q , находящийся внутри проводника в некотором объеме, ограниченном произвольной замкнутой поверхностью, равен

$$Q = \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S D_n dS = 0,$$

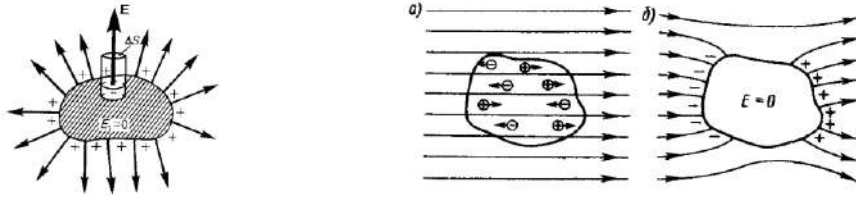
Напряженность электростатического поля у поверхности проводника определяется поверхностной плотностью зарядов. $E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}$

Можно показать, что это выражение задает напряженность электростатического поля вблизи поверхности проводника *любой формы*.

Индукцированные заряды появляются на проводнике вследствие *смещения* их под действием поля, т. е. σ является поверхностной плотностью смещенных зарядов. Электрическое смещение D вблизи проводника численно равно поверхностной плотности смещенных зарядов. Поэтому вектор D получил название вектора электрического смещения.

Так как в состоянии равновесия внутри проводника заряды отсутствуют, то создание внутри него полости не повлияет на конфигурацию расположения зарядов и тем самым на электростатическое поле. Следовательно, внутри полости поле будет отсутствовать. Если теперь этот проводник с полостью заземлить, то потенциал во всех точках

полости будет нулевым, т. е. полость полностью изолирована от влияния внешних электростатических полей. На этом основана **электростатическая защита** — экранирование тел, например, измерительных приборов, от влияния внешних электростатических полей. Вместо сплошного проводника для защиты может быть использована густая металлическая сетка, которая, кстати, является эффективной при наличии не только постоянных, но и переменных электрических полей.



3. Емкость. Конденсаторы.

Уединенный проводник - проводник, который удален от других проводников, тел и зарядов. Его потенциал прямо пропорционален заряду проводника.

$$Q = C\varphi.$$

Величину $C = Q/\varphi$ называют **емкостью** (или просто **емкостью**) уединенного проводника. Емкость уединенного проводника определяется зарядом, сообщением которого проводнику изменяет его потенциал на единицу.

Емкость проводника зависит от его размеров и формы, но не зависит от материала, агрегатного состояния, формы и размеров полостей внутри проводника. Это связано с тем, что избыточные заряды распределяются на внешней поверхности проводника. Емкость не зависит также ни от заряда проводника, ни от его потенциала.

Единица емкости — **фарад (Ф)**: 1 Ф — емкость такого уединенного проводника, потенциал которого изменяется на 1 В при сообщении ему заряда 1 Кл.

Потенциал уединенного шара радиуса R , находящегося в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , равен

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R}.$$

А емкость шара определяется выражением $C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R$.

Конденсаторы – технические устройства, способные накапливать значительные по величине электрические заряды.

Конденсатор состоит из двух проводников (обкладок), разделенных диэлектриком. В зависимости от формы обкладок конденсаторы делятся на **плоские, цилиндрические и сферические**.

Под **емкостью конденсатора** понимается физическая величина, равная отношению заряда Q , накопленного в конденсаторе, к разности потенциалов (φ_1 — φ_2) между его обкладками:

Емкость плоского конденсатора определяется формулой $C = \epsilon_0\epsilon S/d$.

1. Параллельное соединение конденсаторов. У параллельно соединенных конденсаторов разность потенциалов на обкладках конденсаторов одинакова и равна $\varphi_A - \varphi_B$. Заряд батареи конденсаторов

$$Q = \sum_{i=1}^n Q_i = (C_1 + C_2 + \dots + C_n) (\varphi_A - \varphi_B).$$

Полная емкость батареи

$$C = Q/(\varphi_A - \varphi_B) = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i,$$

т. е. при параллельном соединении конденсаторов она равна сумме емкостей отдельных конденсаторов.

2. Последовательное соединение конденсаторов. У последовательно соединенных конденсаторов заряды всех обкладок равны по модулю, а разность потенциалов на зажимах батареи

$$\Delta\varphi = \sum_{i=1}^n \Delta\varphi_i,$$

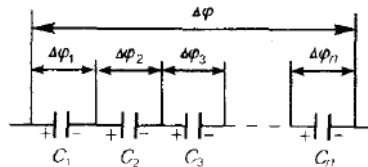
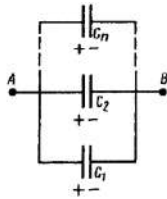
где для любого из рассматриваемых конденсаторов $\Delta\varphi_i = Q/C_i$. С другой стороны,

$$\Delta\varphi = Q/C = Q \sum_{i=1}^n (1/C_i),$$

откуда

$$1/C = \sum_{i=1}^n (1/C_i),$$

т. е. при последовательном соединении конденсаторов суммируются величины, обратные емкостям. Таким образом, при последовательном соединении конденсаторов результирующая емкость C всегда меньше наименьшей емкости, используемой в батарее.



4. Энергия электростатического поля.

Энергия заряженного уединенного проводника. Пусть имеется уединенный проводник, заряд, емкость и потенциал которого соответственно равны Q , C , φ . Увеличим заряд этого проводника на dQ . Для этого необходимо перенести заряд dQ из бесконечности на уединенный проводник, затратив на это работу, равную

$$dA = \varphi dQ = C\varphi d\varphi.$$

Чтобы зарядить тело от нулевого потенциала до потенциала φ , необходимо совершить работу

$$A = \int_0^{\varphi} C\varphi d\varphi = C\varphi^2/2.$$

Энергия заряженного проводника равна той работе, которую необходимо совершить, чтобы зарядить этот проводник:

$$W = C\varphi^2/2 = Q\varphi/2 = Q^2/(2C).$$

Эту можно получить и из того, что потенциал проводника во всех его точках одинаков, так как поверхность проводника является эквипотенциальной. Полагая потенциал проводника равным φ , найдем

$$W = 1/2 \varphi \sum_{i=1}^n Q_i = Q\varphi/2,$$

где $Q = \sum_{i=1}^n Q_i$ — заряд проводника.

Энергия заряженного конденсатора. Как всякий заряженный проводник, конденсатор обладает энергией, которая равна

$$W = C (\Delta\varphi)^2/2 = Q\Delta\varphi/2 = Q^2/(2C),$$

где Q — заряд конденсатора,

C — его емкость,

$\Delta\varphi$ — разность потенциалов между обкладками конденсатора.

Энергия электростатического поля. Преобразуем формулу, выражающую энергию плоского конденсатора посредством зарядов и потенциалов, воспользовавшись выражением для емкости плоского конденсатора ($C = \epsilon_0 \epsilon S/d$) и разности потенциалов между его обкладками ($\Delta\varphi = Ed$). Тогда

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} Sd = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V,$$

где $V = Sd$ — объем конденсатора. Эта формула показывает, что энергия конденсатора выражается через величину, характеризующую электростатическое поле, — *напряженность* E .

Объемная плотность энергии электростатического поля (энергия единицы объема)

$$w = W/V = \epsilon_0 \epsilon E^2 / 2 = ED/2.$$

Выражение справедливо только для **изотропного диэлектрика**, для которого выполняется соотношение : $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$. Полученные формулы связывают энергию конденсатора *с зарядом* на его обкладках и *с напряженностью поля*.

1.16 Лекция № 16 (2 часа).

Тема: «Законы постоянного тока»

1.16.1 Вопросы лекции:

1. Постоянный электрический ток.
2. Сторонние силы. Электродвижущая сила и напряжение, разность потенциалов.
3. Закон Ома для участка цепи.
4. Закон Джоуля – Ленца в дифференциальной и интегральной формах.
5. Обобщенный закон Ома в интегральной форме.
6. Закон Ома для замкнутой цепи и однородной цепи.
7. Правила Кирхгофа.

1.16.2 Краткое содержание вопросов.

1. Постоянный электрический ток, его характеристики и условия существования.

Электродинамика — раздел учения об электричестве, в котором рассматриваются явления и процессы, обусловленные движением электрических зарядов или макроскопических заряженных тел.

Электрическим током называется любое упорядоченное (направленное) движение электрических зарядов. В проводнике под действием приложенного электрического поля $\mathbf{E}$ свободные электрические заряды перемещаются: положительные — по полю, отрицательные — против поля, то есть, в проводнике возникает электрический ток, называемый **током проводимости**.

Если же упорядоченное движение электрических зарядов осуществляется перемещением в пространстве заряженного макроскопического тела, то возникает так называемый **конвекционный ток**.

Для возникновения и существования электрического тока необходимо, с одной стороны, наличие свободных **носителей тока** — заряженных частиц, способных перемещаться упорядоченно, а с другой — *наличие электрического поля*, энергия которого,

каким-то образом восполняясь, расходовалась бы на их упорядоченное движение. За направление тока *условно* принимают направление движения *положительных зарядов*.

Количественной мерой электрического тока служит **сила тока** I скалярная физическая величина, определяемая электрическим зарядом, проходящим через поперечное сечение проводника в единицу времени:

$$I = \frac{dQ}{dt}.$$

Если сила тока и его направление не изменяются со временем, то такой ток называется **постоянным**. Для постоянного тока

$$I = Q/t,$$

где Q — электрический заряд, проходящий за время t через поперечное сечение проводника. Единица силы тока — ампер (А).

Физическая величина, определяемая силой тока, проходящего через единицу площади поперечного сечения проводника, перпендикулярного направлению тока, называется **плотностью тока**:

$$j = \frac{dI}{dS_1}.$$

Выразим силу и плотность тока через скорость упорядоченного движения зарядов в проводнике. Если концентрация носителей тока равна n и каждый носитель имеет элементарный заряд e (что не обязательно для ионов), то за время dt через поперечное сечение S проводника переносится заряд $dQ = ne \langle v \rangle S dt$. Сила тока

$$I = \frac{dQ}{dt} = ne \langle v \rangle S,$$

а плотность тока $\vec{j} = en \vec{v}$

Плотность тока — *вектор*, ориентированный по направлению тока, т. е. направление вектора $\vec{j}$ совпадает с направлением упорядоченного движения положительных зарядов. Единица плотности тока — 1 А/м².

Сила тока сквозь произвольную поверхность S определяется как поток вектора $\vec{j}$, то есть

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S},$$

где $d\vec{S} = \vec{n} dS$ ($\vec{n}$ — единичный вектор нормали к площадке dS , составляющей с вектором $\vec{j}$ угол α).

2. Сторонние силы. Электродвижущая сила и напряжение, разность потенциалов.

Для существования постоянного тока необходимо наличие в цепи устройства, способного создавать и поддерживать разность потенциалов за счет работы сил неэлектростатического происхождения. Такие устройства называются **источниками тока**. Силы *неэлектростатического происхождения*, действующие на заряды со стороны источников тока, называются **сторонними**.

Сторонние силы совершают работу по перемещению электрических зарядов. Физическая величина, определяемая работой, совершаемой сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда, называется **электродвижущей силой** (э.д.с.), действующей в цепи:

$$\mathcal{E} = A/Q_0.$$

Эта работа производится за счет энергии, затрачиваемой в источнике тока, поэтому величину $\mathcal{E}$ можно также называть электродвижущей силой источника тока, включенного в цепь. Э.д.с., как и потенциал, выражается в вольтах.

Сторонняя сила $\vec{F}_{ст}$, действующая на заряд Q_0 , может быть выражена как

$$\vec{F}_{ст} = \vec{E}_{ст} Q_0.$$

где E — напряженность поля сторонних сил. Работа же сторонних сил по перемещению заряда Q_0 на замкнутом участке цепи равна

$$A = \oint \mathbf{F}_{\text{ст}} d\mathbf{l} = Q_0 \oint \mathbf{E}_{\text{ст}} d\mathbf{l}.$$

Разделив на Q_0 , получим выражение для э. д. с., действующей в цепи:

$$\mathcal{E} = \oint \mathbf{E}_{\text{ст}} d\mathbf{l},$$

то есть э.д.с., действующая в замкнутой цепи, может быть определена как циркуляция вектора напряженности поля сторонних сил. Э.д.с., действующая на участке 1—2, равна

$$\mathcal{E}_{12} = \int_1^2 \mathbf{E}_{\text{ст}} d\mathbf{l}.$$

На заряд Q_0 помимо сторонних сил действуют также силы электростатического поля $\mathbf{F}_e = Q_0 \mathbf{E}$. Таким образом, результирующая сила, действующая в цепи на заряд Q_0 , равна

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{ст}} + \mathbf{F}_e = Q_0(\vec{\mathbf{E}}_{\text{ст}} + \vec{\mathbf{E}})$$

Работа, совершаемая результирующей силой над зарядом Q_0 на участке 1—2, равна

$$A_{12} = Q_0 \int_1^2 \mathbf{E}_{\text{ст}} d\mathbf{l} + Q_0 \int_1^2 \mathbf{E} d\mathbf{l}.$$

Используя эти выражения, можем записать

$$A_{12} = Q_0 \mathcal{E}_{12} + Q_0 (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Для замкнутой цепи работа электростатических сил равна нулю.

Напряжением U на участке 1—2 называется физическая величина, определяемая работой, совершаемой суммарным полем электростатических (кулоновских) и сторонних сил при перемещении единичного положительного заряда на данном участке цепи. Таким образом

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}.$$

Понятие напряжения является обобщением понятия разности потенциалов: напряжение на концах участка цепи равно разности потенциалов в том случае, если на этом участке не действует э.д.с., то есть сторонние силы отсутствуют.

3. Закон Ома для участка цепи. Сопротивление проводников.

Немецкий физик Георг Ом (1787;—1854) экспериментально установил, что сила тока I , текущего по однородному металлическому проводнику (т. е. проводнику, в котором не действуют сторонние силы), пропорциональна напряжению U на концах проводника:

$$I = U/R,$$

где R — электрическое сопротивление проводника. Уравнение выражает **закон Ома для участка цепи** (не содержащего источника тока): сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника. Эта формула позволяет установить единицу сопротивления — **ом** (Ом): 1 Ом — сопротивление такого проводника, в котором при напряжении 1 В течет постоянный ток 1 А. Величина

$$G = 1/R$$

называется **электрической проводимостью** проводника. Единица проводимости — **сименс** (См): 1 См — проводимость участка электрической цепи сопротивлением 1 Ом.

Сопротивление проводников зависит от его размеров и формы, а также от материала, из которого проводник изготовлен. Для однородного линейного проводника сопротивление R прямо пропорционально его длине l и обратно пропорционально площади его поперечного сечения S :

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

где ρ — коэффициент пропорциональности, характеризующий материал проводника и называемый **удельным электрическим сопротивлением**. Единица удельного электрического сопротивления — ом·метр (Ом·м). Наименьшим удельным сопротивлением обладают серебро ($1,6 \cdot 10^{-8}$ Ом·м) и медь ($1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м).

4. Закон Джоуля – Ленца в дифференциальной и интегральной формах.

Работа, совершаемая электрическим током на участке цепи с разностью потенциалов U за время dt , равна

$$dQ = I \cdot dt$$

$$dA = dQ \cdot (\varphi_1 - \varphi_2) = I \cdot dt (\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$dA = I \cdot U \cdot dt \quad \text{и сила тока постоянные}$$

$$A = Q \cdot U = I \cdot U \cdot t = I^2 R t = \frac{U^2}{R} \cdot t$$

$I = \frac{U}{R}$ — работа, совершаемая током электрическим током за единицу времени. Единица измерения — 1 Вт = 1 Дж/с.

$$\text{В случае постоянного } P = \frac{A}{t} = I \cdot U = I^2 \cdot R = \frac{U^2}{R}$$

В случае переменного тока

$$P = \frac{dA}{dt} = I \cdot U = I^2 \cdot R = \frac{U^2}{R}$$

Закон Джоуля - Ленца в интегральной форме. Определяет количество теплоты Q_T , которое выделяет проводник с током в окружающую среду.

$$Q_T = A$$

$$Q_T = I^2 R t$$

$$Q_T = I \cdot U \cdot t = I^2 R t = \frac{U^2}{R} \cdot t \quad \text{Закон Ома в интегральной форме.}$$

Рассмотрим неоднородный участок цепи, где действующую э.д.с. на участке 1—2 обозначим через $\mathcal{E}_{12}$, а приложенную на концах участка разность потенциалов — через $\varphi_1 - \varphi_2$.

Если ток проходит по *неподвижным* проводникам, образующим участок 1—2, то работа A_{12} всех сил (сторонних и электростатических), совершаемая над носителями тока, по закону сохранения и превращения энергии равна теплоте, выделяющейся на участке. Работа сил, совершаемая при перемещении заряда Q_0 на участке 1—2, равна,

$$A_{12} = Q_0 \mathcal{E}_{12} + Q_0 (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Э.д.с. $\mathcal{E}_{12}$, как и сила тока I , — величина скалярная. Ее необходимо брать либо с положительным, либо с отрицательным знаком в зависимости от знака работы, совершаемой сторонними силами. Если э.д.с. способствует движению положительных зарядов в выбранном направлении (в направлении 1—2), то $\mathcal{E}_{12} > 0$. Если э.д.с. препятствует движению положительных зарядов в данном направлении, то $\mathcal{E}_{12} < 0$. За время t в проводнике выделяется теплота

$$Q = I^2 R t = IR (It) = IR Q_0.$$

Отсюда получим

$$IR = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}_{12},$$

откуда

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R}.$$

Эти выражения представляют собой **закон Ома для неоднородного участка цепи в интегральной форме**, который является **обобщенным законом Ома**.

6. Закон Ома для замкнутой цепи.

Если на данном участке цепи источник тока отсутствует ($\mathcal{E}_{12} = 0$), то приходим к **закону Ома для однородного участка цепи**:

$$I = (\varphi_1 - \varphi_2) / R = U / R$$

(при отсутствии сторонних сил напряжение на концах участка равно разности потенциалов. Если же электрическая цепь *замкнута*, то выбранные точки 1 и 2 совпадают, $\varphi_1 = \varphi_2$; тогда получаем **закон Ома для замкнутой цепи**:

$$I = \mathcal{E} / R,$$

где $\mathcal{E}$ - э.д.с., действующая в цепи, R — суммарное сопротивление всей цепи. В общем случае $R = r + R_1$, где r — внутреннее сопротивление источника тока, R_1 — сопротивление внешней цепи. Поэтому закон Ома для замкнутой цепи будет иметь вид

$$I = \mathcal{E} / (r + R_1).$$

Если цепь *разомкнута* и, следовательно, в ней ток отсутствует ($I = 0$), то из закона Ома получим, что $\mathcal{E}_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$, т. е. э.д.с., действующая в разомкнутой цепи, равна разности потенциалов на ее концах. Следовательно, для того чтобы найти э.д.с. источника тока, надо измерить разность потенциалов на его клеммах при разомкнутой цепи.

Закон Ома можно представить в дифференциальной форме. Подставив выражение для сопротивления в закон Ома, получим

$$\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \frac{U}{l},$$

где величина, обратная удельному сопротивлению,

$$\gamma = 1/\rho$$

называется **удельной электрической проводимостью** вещества проводника. Ее единица — сименс на метр (См/м). Учитывая, что $U/l = E$ — напряженность электрического поля в проводнике, $I/S = j$ — плотность тока, можно записать

$$j = \gamma E.$$

Так как в изотропном проводнике носители тока в каждой точке движутся в направлении вектора E , то направления j и E совпадают. Поэтому формулу можно записать в виде

$$j = \gamma E.$$

Это выражение — **закон Ома в дифференциальной форме**, связывающий плотность тока в любой точке внутри проводника с напряженностью электрического поля в этой же точке. Это соотношение справедливо и для переменных полей.

Опыт показывает, что в первом приближении изменение удельного сопротивления, а значит и сопротивления, с температурой описывается линейным законом:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t), \quad R = R_0 (1 + \alpha t),$$

где ρ и ρ_0 , R и R_0 — соответственно удельные сопротивления и сопротивления проводника при t и 0°C , α — **температурный коэффициент сопротивления**, для чистых металлов (при не очень низких температурах) близкий к $1/273 \text{ K}^{-1}$. Следовательно, температурная зависимость сопротивления может быть представлена в виде

$$R = \alpha R_0 T,$$

где T — термодинамическая температура.

Качественный ход температурной зависимости сопротивления металла представлен на рисунке (кривая 1).

7 Правила Кирхгофа

Обобщенный закон Ома позволяет рассчитать практически любую сложную цепь. Однако непосредственный расчет разветвленных цепей, содержащих несколько замкнутых контуров (контуров могут иметь общие участки, каждый из контуров может иметь несколько источников тока и т. д.), довольно сложен. Эта задача решается более просто с помощью **двух правил Кирхгофа**.

Любая точка разветвления цепи, в которой сходится не менее трех проводников с током, называется узлом. При этом ток, входящий в узел, считается положительным, а ток, выходящий из узла, — отрицательным.

Первое правило Кирхгофа: алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю:

$$\sum_k I_k = 0.$$

Первое правило Кирхгофа вытекает из закона сохранения электрического заряда. Действительно, в случае установившегося постоянного тока ни в одной точке проводника и ни на одном его участке не должны накапливаться электрические заряды. В противном случае токи не могли бы оставаться постоянными.

Второе правило Кирхгофа получается из обобщенного закона Ома для разветвленных

цепей.

Второе правило Кирхгофа: в любом замкнутом контуре, произвольно выбранном в разветвленной электрической цепи, алгебраическая сумма произведений сил токов I_i на сопротивления R_i соответствующих участков этого контура равна алгебраической сумме э.д.с., встречающихся в этом контуре:

$$\sum_i I_i R_i = \sum_k \mathcal{E}_k.$$

При расчете сложных цепей постоянного тока с применением правил Кирхгофа необходимо:

1. Выбрать *произвольное* направление токов на всех участках цепи; действительное направление токов определяется при решении задачи: если искомый ток получится положительным, то его направление было выбрано правильно, отрицательным — его истинное направление противоположно выбранному.

2. Выбрать направление обхода контура и строго его придерживаться; произведение IR положительно, если ток на данном участке совпадает с направлением обхода, и, наоборот, э.д.с., действующие по выбранному направлению обхода, считаются положительными, против — отрицательными.

3. Составить столько уравнений, чтобы их число было равно числу искомых величин (в систему уравнений должны входить все сопротивления и э.д.с. рассматриваемой цепи); каждый рассматриваемый контур должен содержать хотя бы один элемент, не содержащийся в предыдущих контурах, иначе получатся уравнения, являющиеся простой комбинацией уже составленных.

1.17 Лекция № 17 (2 часа).

Тема: «Электрический ток в металлах, вакууме и газах»

1.17.1 Вопросы лекции:

1. Классическая электронная теория проводимости металлов.
2. Электрический ток в вакууме. Термоэлектронная эмиссия и её законы.
3. Электровакuumные приборы.
4. Электрический ток в газах. Ионизация газов. Несамостоятельный разряд.

5. Самостоятельный газовый разряд и его виды. Вольт-амперная характеристика.

1.17.2. Краткое содержание вопросов:

1. Классическая электронная теория проводимости металлов.

Электроны проводимости при своем движении сталкиваются с ионами решетки, в результате чего устанавливается термодинамическое равновесие между электронным газом и решеткой. По теории Друде—Лоренца, электроны обладают такой же энергией теплового движения, как и молекулы одноатомного газа. Поэтому, применяя выводы молекулярно-кинетической теории, можно найти среднюю скорость теплового движения электронов

$$\langle u \rangle = \sqrt{8kT/(\pi m_e)},$$

которая для $T=300$ К равна $1,1 \cdot 10^5$ м/с. При наложении внешнего электрического поля на металлический проводник кроме теплового движения электронов возникает их упорядоченное движение, т. е. возникает электрический ток. $\langle v \rangle \ll \langle u \rangle$, т. е. даже при очень больших плотностях тока средняя скорость упорядоченного движения электронов, обуславливающего электрический ток, значительно меньше их скорости теплового движения. Поэтому при вычислениях результирующую скорость $\langle v \rangle + \langle u \rangle$ можно заменять скоростью теплового движения $\langle u \rangle$.

Вывод основных законов электрического тока в классической теории электропроводности металлов

Закон Ома. Пусть в металлическом проводнике существует электрическое поле напряженностью $E = \text{const}$. Со стороны поля заряд e испытывает действие силы $F = eE$ и приобретает ускорение $a = F/m = eE/m$. Таким образом, во время свободного пробега электроны движутся равноускоренно, приобретая к концу свободного пробега скорость $v_{\text{max}} = eE \langle t \rangle / m$,

где $\langle t \rangle$ — среднее время между двумя последовательными соударениями электрона с ионами решетки.

Согласно теории Друде, в конце свободного пробега электрон, сталкиваясь с ионами

решетки, отдает им накопленную в поле энергию, поэтому скорость его упорядоченного движения становится равной нулю. Следовательно, средняя скорость направленного движения электрона

$$\langle v \rangle = (v_{\text{max}} + 0)/2 = eE \langle t \rangle / (2m).$$

Классическая теория металлов не учитывает распределения электронов по скоростям, поэтому среднее время $\langle t \rangle$ свободного пробега определяется средней длиной свободного пробега $\langle l \rangle$ и средней скоростью движения электронов относительно кристаллической решетки проводника, равной $\langle u \rangle + \langle v \rangle$ ($\langle u \rangle$ — средняя скорость теплового движения электронов). $\langle v \rangle \ll \langle u \rangle$, поэтому $\langle t \rangle = \langle l \rangle / \langle u \rangle$.

Подставив значение $\langle t \rangle$ в формулу, получим

$$\langle v \rangle = eE \langle l \rangle / (2m \langle u \rangle).$$

Плотность тока в металлическом проводнике

$$j = ne \langle v \rangle = \frac{ne^2 \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle} E,$$

откуда видно, что плотность тока пропорциональна напряженности поля, т. е. получили закон Ома в дифференциальной форме (ср. с (98.4)). Коэффициент пропорциональности между j и E есть не что иное, как удельная проводимость материала

$$\gamma = \frac{ne^2 \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle},$$

которая тем больше, чем больше концентрация свободных электронов и средняя длина их свободного пробега.

Закон Джоуля — Ленца. К концу свободного пробега электрон под действием поля приобретает дополнительную кинетическую энергию

$$\langle E_k \rangle = \frac{mv_{\text{др}}^2}{2} = \frac{e^2 \langle I \rangle^2}{2m \langle u \rangle^2} E^2.$$

При соударении электрона с ионом эта энергия полностью передается решетке и идет на увеличение внутренней энергии металла, т. е. на его нагревание. За единицу времени электрон испытывает с узлами решетки в среднем $\langle z \rangle$ столкновений:

$$\langle z \rangle = \langle u \rangle / \langle l \rangle.$$

Если n — концентрация электронов, то в единицу времени происходит $n \langle z \rangle$ столкновений и решетке передается энергия

$w = n \langle z \rangle \langle E_k \rangle$, которая идет на нагревание проводника. Подставив, получим таким образом энергию, передаваемую решетке в единице объема проводника за единицу времени,

$$w = \frac{ne^2 \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle} E^2.$$

Величина w является удельной тепловой мощностью тока. Коэффициент пропорциональности между w и E^2 есть удельная проводимость γ , следовательно, это выражение — закон Джоуля—Ленца в дифференциальной форме.

Закон Видемана — Франца.

Металлы обладают как большой электропроводностью, так и высокой теплопроводностью. Это объясняется тем, что носителями тока и теплоты в металлах являются одни и те же частицы — свободные электроны, которые, перемещаясь в металле, переносят не только электрический заряд, но и присущую им энергию хаотического (теплого) движения, т. е. осуществляют перенос теплоты.

Видеманом и Францем в 1853 г. экспериментально установлен закон, согласно которому отношение теплопроводности (λ) к удельной проводимости (γ) для всех металлов при одной и той же температуре одинаково и увеличивается пропорционально термодинамической температуре:

$$\lambda/\gamma = \beta T,$$

где β — постоянная, не зависящая от рода металла.

Таким образом, классическая теория электропроводности металлов объяснила законы

Ома и Джоуля - Ленца, а также дала качественное объяснение закона Видемана - Франца.

Однако она помимо рассмотренных противоречий в законе Видемана - Франца столкнулась еще с рядом трудностей при объяснении различных опытных данных.

Температурная зависимость сопротивления. Из формулы удельной проводимости следует, что сопротивление металлов, т. е. величина, обратно пропорциональная γ , должна возрастать пропорционально $\sqrt{T}$, а $\langle u \rangle \sim \sqrt{T}$. Этот вывод электронной теории противоречит опытным данным, согласно которым $R \sim T$.

Теплоемкость металлов. Теплоемкость металла складывается из теплоемкости его кристаллической решетки и теплоемкости электронного газа. Поэтому атомная (т. е. рассчитанная на 1 моль) теплоемкость металла должна быть значительно большей, чем атомная теплоемкость диэлектриков, у которых нет свободных электронов. Согласно закону Дюлонга и Пти, теплоемкость одноатомного кристалла равна $3R$. Учтем, что теплоемкость одноатомного электронного газа равна $\frac{3}{2}R$. Тогда атомная теплоемкость металлов должна быть близка к $4,5R$. Однако опыт доказывает, что она равна $3R$, т. е. для металлов, так же, как и для диэлектриков, хорошо выполняется закон Дюлонга и Пти.

Следовательно, наличие электронов проводимости практически не сказывается на значении теплоемкости, что не объясняется классической электронной теорией.

2. Электрический ток в вакууме.

Работа выхода электронов из металла

Работа, которую нужно затратить для удаления электрона из металла в вакуум, называется **работой выхода**. Укажем две вероятные причины появления работы выхода:

1. Если электрон по какой-то причине удаляется из металла, то в том месте, которое электрон покинул, возникает избыточный положительный заряд и электрон притягивается к индуцированному им самим положительному заряду.

2. Отдельные электроны, покидая металл, удаляются от него на расстояния порядка атомных и создают тем самым над поверхностью металла «электронное облако», плотность которого быстро убывает с расстоянием. Это облако вместе с наружным слоем положительных ионов решетки образует *двойной электрический слой*, поле которого подобно полю плоского конденсатора. Толщина этого слоя равна нескольким межатомным расстояниям (10^{-10} — 10^{-9} м). Он не создает электрического поля во внешнем пространстве, но препятствует выходу свободных электронов из металла.

Таким образом, электрон при вылете из металла должен преодолеть задерживающее его электрическое поле двойного слоя. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ в этом слое, называемая **поверхностным скачком потенциала**, определяется работой выхода (A) электрона из металла:

$$\Delta\varphi = A/e,$$

где e — заряд электрона. Так как вне двойного слоя электрическое поле отсутствует, то потенциал среды равен нулю, а внутри металла потенциал положителен и равен $\Delta\varphi$. Потенциальная энергия свободного электрона внутри металла равна $-e\Delta\varphi$ и является относительно вакуума отрицательной. Исходя из этого можно считать, что весь объем металла для электронов проводимости представляет потенциальную яму с плоским дном, глубина которой равна работе выхода A .

Работа выхода выражается в **электрон-вольтах** (эВ): 1 эВ равен работе, совершаемой силами поля при перемещении элементарного электрического заряда (заряда, равного заряду электрона) при прохождении им разности потенциалов в 1 В. Так как заряд электрона равен $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, то $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Если сообщить электронам в металлах энергию, необходимую для совершения работы выхода, то часть электронов может покинуть металл, в результате чего наблюдается явление испускания электронов, или электронной эмиссии. В зависимости от способа сообщения электронам энергии различают термоэлектронную, фотоэлектронную, вторичную электронную и автоэлектронную эмиссии.

Электронная эмиссия и её виды

1. **Термоэлектронная эмиссия** — это испускание электронов нагретыми металлами.

2. **Фотоэлектронная эмиссия** — это эмиссия электронов из металла под действием света, а также коротковолнового электромагнитного излучения (например, рентгеновского). Основные закономерности этого явления будут разобраны при рассмотрении фотоэлектрического эффекта.

3. **Вторичная электронная эмиссия** — это испускание электронов поверхностью металлов, полупроводников или диэлектриков при бомбардировке их пучком электронов.

Явление вторичной электронной эмиссии используется в **фотоэлектронных умножителях** (ФЭУ), применимых для усиления слабых электрических токов. ФЭУ представляет собой вакуумную трубку с фотокатодом К и анодом А, между которыми расположено несколько электродов — **эмиттеров** (рис.1). Электроны, вырванные из фотокатода под действием света, попадают на эмиттер $\mathcal{E}_1$, пройдя ускоряющую разность потенциалов между К и $\mathcal{E}_1$. Из эмиттера $\mathcal{E}_1$ выбивается δ электронов. Усиленный таким образом электронный поток направляется на эмиттер $\mathcal{E}_2$, и процесс умножения

повторяется на всех последующих эмиттерах. Если ФЭУ содержит n эмиттеров, то на аноде А, называемом **коллектором**, получается усиленный фотоэлектронный ток.

4. Автоэлектронная эмиссия — это эмиссия электронов с поверхности металлов под действием сильного внешнего электрического поля.

Термоэлектронная эмиссия и её законы.

Термоэлектронная эмиссия — это испускание электронов нагретыми металлами. Концентрация свободных электронов в металлах достаточно высока, поэтому даже при средних температурах вследствие распределения электронов по скоростям (по энергиям) некоторые электроны обладают энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера на границе металла. С повышением температуры число электронов, кинетическая энергия теплового движения которых больше работы выхода, растет и явление термоэлектронной эмиссии становится заметным.

Исследование закономерностей термоэлектронной эмиссии можно провести с Если поддерживать температуру накаливаемого катода постоянной и снять зависимость анодного тока I_a от анодного напряжения U_a , — **вольт-амперную характеристику** (рис.3), то оказывается, что она не является линейной, т. е. для вакуумного диода закон Ома не выполняется. Зависимость термоэлектронного тока I от анодного напряжения в области малых положительных значений U описывается **законом трех вторых** (установлен русским физиком С. А. Богуславским и американским физиком И. Ленгмюром)

$$I = BU^{3/2},$$

где B — коэффициент, зависящий от формы и размеров электродов и их взаимного расположения.

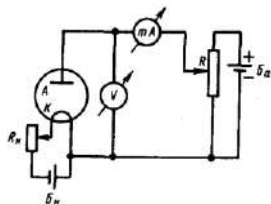


Рис.3

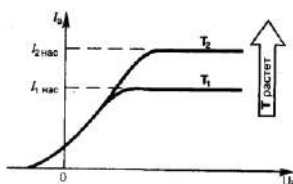


Рис.4

При увеличении анодного напряжения ток возрастает до некоторого максимального значения $I_{\text{нас}}$, называемого **током насыщения**. Это означает, что почти все электроны, покидающие катод, достигают анода, поэтому дальнейшее увеличение напряженности поля не может привести к увеличению термоэлектронного тока. Следовательно, плотность тока насыщения характеризует эмиссионную способность материала катода.

Плотность тока насыщения определяется **формулой Ричардсона — Дешмана**, выведенной теоретически на основе квантовой статистики:

$$j_{\text{нас}} = CT^2 e^{-A/(kT)},$$

где A — работа выхода электронов из катода, T — термодинамическая температура, C — постоянная, теоретически одинаковая для всех металлов (это не подтверждается экспериментом, что, по-видимому, объясняется поверхностными эффектами). Уменьшение работы выхода приводит к резкому увеличению плотности тока насыщения. Поэтому применяются оксидные катоды (например, никель, покрытый оксидом щелочно-земельного металла), работа выхода которых равна 1—1,5 эВ.

На рис.3 представлены вольт-амперные характеристики для двух температур катода: T_1 и T_2 , причем $T_2 > T_1$. С повышением температуры катода испускание электронов с катода интенсивнее, при этом увеличивается и ток насыщения. При $U_a = 0$ наблюдается анодный ток, т. е. некоторые электроны, эмиттируемые катодом, обладают энергией, достаточной для преодоления работы выхода и достижения анода без приложения электрического поля.

3. Электривакуумные приборы

Явление термоэлектронной эмиссии используется в приборах, в которых необходимо получить поток электронов в вакууме, например, в электронных лампах, рентгеновских трубках, электронных микроскопах.

4. Ионизация газов. Несамостоятельный газовый разряд

Газ становится проводником электричества, когда некоторая часть его молекул *ионизуется*, т. е. произойдет расщепление нейтральных атомов и молекул на ионы и свободные электроны. Для этого газ надо подвергнуть действию какого-либо **ионизатора**.

При ионизации газов под действием какого-либо ионизатора происходит вырывание из электронной оболочки атома или молекулы одного или нескольких электронов, что приводит к образованию свободных электронов и положительных ионов. Электроны могут присоединяться к нейтральным молекулам и атомам, превращая их в отрицательные ионы. Следовательно, в ионизованном газе имеются положительные и отрицательные ионы и свободные электроны. Прохождение электрического тока через газы называется **газовым разрядом**.

Ионизация газов может происходить под действием различных ионизаторов: сильный нагрев (столкновения быстрых молекул становятся настолько сильными, что они разбиваются на ионы), короткое электромагнитное излучение (ультрафиолетовое, рентгеновское и γ -излучения), корпускулярное излучение (потoki электронов, протонов, α -частиц) и т. д. Для того чтобы выбить из молекулы (атома) один электрон, необходимо затратить определенную энергию, называемую **энергией ионизации**, значения которой для атомов различных веществ лежат в пределах $4 \div 25$ эВ.

Одновременно с процессом ионизации газа всегда идет и обратный процесс — **процесс рекомбинации**: положительные и отрицательные ионы, положительные ионы и электроны, встречаясь, воссоединяются между собой с образованием нейтральных атомов и молекул. Чем больше ионов возникает под действием ионизатора, тем интенсивнее идет и процесс рекомбинации.

Характер газового разряда определяется составом газа, его температурой и давлением, размерами, конфигурацией и материалом электродов, приложенным напряжением, плотностью тока.

Рассмотрим цепь, содержащую газовый промежуток (рис.1), подвергающийся непрерывному, постоянному по интенсивности воздействию ионизатора. В результате действия ионизатора газ приобретает некоторую электропроводность и в цепи потечет ток, зависимость которого от приложенного напряжения дана на рис. 2.

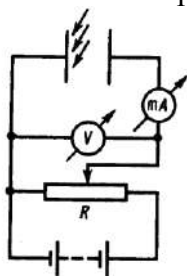


Рис.1

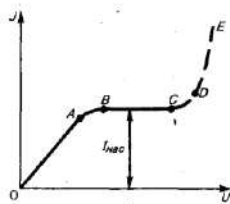


Рис.2

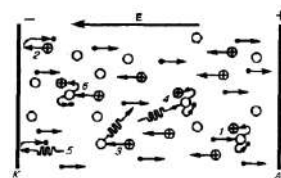


Рис.3

На участке кривой *OA* сила тока возрастает пропорционально напряжению, т. е. выполняется закон Ома. При дальнейшем увеличении напряжения закон Ома нарушается: рост силы тока замедляется (участок *AB*) и наконец прекращается совсем (участок *BC*). Это достигается в том случае, когда ионы и электроны, создаваемые внешним ионизатором за единицу времени, за это же время достигают электродов. В результате получаем ток насыщения ($I_{\text{нас}}$), значение которого определяется мощностью ионизатора. Ток насыщения, таким образом, является мерой ионизирующего действия ионизатора. Если в режиме *OC* прекратить действие ионизатора, то прекращается и разряд. Разряды, существующие только под действием внешних ионизаторов, называются

несамостоятельными. При дальнейшем увеличении напряжения между электродами сила тока вначале медленно (участок *CD*), а затем резко (участок *DE*) возрастает. Наступает самостоятельный газовый разряд

5. Самостоятельный газовый разряд и его типы

Разряд в газе, сохраняющийся после прекращения действия внешнего ионизатора, называется **самостоятельным**.

При больших напряжениях между электродами газового промежутка ток сильно возрастает (участки *CD* и *DE* на рис.2). При больших напряжениях возникающие под действием внешнего ионизатора электроны, сильно ускоренные электрическим полем, сталкиваясь с нейтральными молекулами газа, ионизируют их, в результате чего образуются вторичные электроны и положительные ионы (процесс 1 на рис.3). Положительные ионы движутся к катоду, а электроны — к аноду. Вторичные электроны вновь ионизируют молекулы газа, и, следовательно, общее количество электронов и ионов будет возрастать по мере продвижения электронов к аноду лавинообразно. Это является причиной увеличения электрического тока на участке *CD* (см. рис.2). Описанный процесс называется **ударной ионизацией**.

Однако ударная ионизация под действием электронов недостаточна для поддержания разряда при удалении внешнего ионизатора. Для этого необходимо, чтобы электронные лавины «воспроизводились», т. е. чтобы в газе под действием каких-то процессов возникали новые электроны. Такие процессы схематически показаны на рис.3: 1) ускоренные полем положительные ионы, ударяясь о катод, выбивают из него электроны (процесс 2); 2) положительные ионы, сталкиваясь с молекулами газа, переводят их в возбужденное состояние; переход таких молекул в нормальное состояние сопровождается испусканием фотона (процесс 3); 3) фотон, поглощенный нейтральной молекулой, ионизирует ее, происходит так называемый процесс фотонной ионизации молекул (процесс 4); 4) выбивание электронов из катода под действием фотонов (процесс 5).

Наконец, при значительных напряжениях между электродами газового промежутка наступает момент, когда положительные ионы, обладающие меньшей длиной свободного пробега, чем электроны, приобретают энергию, достаточную для ионизации молекул газа (процесс 6), к отрицательной пластине устремляются ионные лавины. Когда возникают кроме электронных лавин еще и ионные, сила тока растет уже практически без увеличения напряжения (участок *DE* на рис.2).

В результате описанных процессов (1—6) число ионов и электронов в объеме газа лавинообразно возрастает и разряд становится самостоятельным, т. е. сохраняется после прекращения действия внешнего ионизатора. Напряжение, при котором возникает самостоятельный разряд, называется —**напряжением пробоя**.

В зависимости от давления газа, конфигурации электродов, параметров внешней цепи можно говорить о четырех типах самостоятельного разряда: *тлеющем, искровом, дуговом и коронном*.

1.18 Лекция № 18 (2 часа).

Тема: «Элементы зонной теории проводимости. Электронно-дырочный переход»

1.18.1 Вопросы лекции:

1. Основы зонной теории проводимости проводников и полупроводников.
2. Собственная и примесная проводимость полупроводников.
3. Электронно-дырочный переход (p-n-переход).
4. Полупроводниковые диод и транзистор. Основы микроэлектроники.

1.18.2 Краткое содержание вопросов.

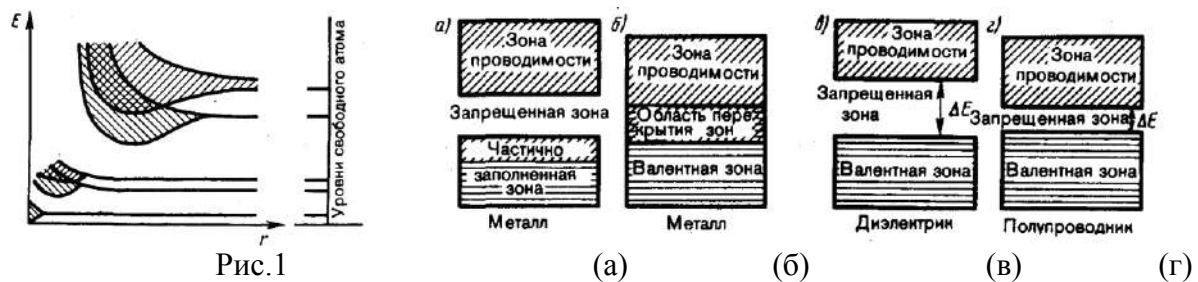
1. Понятие о зонной теории твердых тел

В основе зонной теории лежит так называемое адиабатическое **приближение**. Принимая, что ядра в узлах кристаллической решетки неподвижны, движение электрона рассматривается в *постоянном периодическом поле ядер*. Рассмотрим «процесс образования» твердого тела из изолированных атомов. Пока атомы изолированы, т. е. находятся друг от друга на макроскопических расстояниях, они имеют совпадающие схемы энергетических уровней (рис.1). По мере «сжатия» модели до кристаллической решетки, т. е. когда расстояния между атомами станут равными межатомным расстояниям в твердых телах, взаимодействие между атомами приводит к тому, что энергетические уровни атомов *смещаются, расщепляются и расширяются в зоны*, образуется **зонный энергетический спектр**.

Из рис.1, на котором показано расщепление энергетических уровней в зависимости от расстояния r между атомами, видно, что заметно расщепляются и расширяются лишь уровни внешних, валентных электронов, наиболее слабо связанных с ядром и имеющих наибольшую энергию, а также более высокие уровни, которые в основном состоянии атома вообще электронами не заняты. Уровни же внутренних электронов либо совсем не расщепляются, либо расщепляются слабо. Таким образом, в твердых телах внутренние электроны ведут себя так же, как в изолированных атомах, валентные же электроны «коллективизированы» — принадлежат всему твердому телу.

Энергия внешних электронов может принимать значения в пределах закрашенных на рис.1 областей, называемых **разрешенными энергетическими зонами**. Каждая разрешенная зона «вмещает» в себя столько близлежащих дискретных уровней, сколько атомов содержит кристалл: чем больше в кристалле атомов, тем теснее расположены уровни в зоне. Расстояние между соседними энергетическими уровнями в зоне составляет приблизительно 10^{-22} эВ. Так как оно столь ничтожно, то зоны можно считать практически непрерывными, однако факт конечного числа уровней в зоне играет важную роль для распределения электронов по состояниям.

Разрешенные энергетические зоны разделены зонами запрещенных значений энергии, называемыми **запрещенными энергетическими зонами**. В них электроны находиться не могут. Ширина зон (разрешенных и запрещенных) не зависит от размера кристалла. Разрешенные зоны тем шире, чем слабее связь валентных электронов с ядрами.



Металлы, диэлектрики и полупроводники согласно зонной теории

Зонная теория твердых тел позволила с единой точки зрения истолковать существование металлов, диэлектриков и полупроводников, объясняя различие в их электрических свойствах, во-первых, неодинаковым заполнением электронами разрешенных зон и, во-вторых, шириной запрещенных зон.

Степень заполнения электронами энергетических уровней в зоне определяется заполнением соответствующих атомных уровней. Если при этом какой-то энергетический уровень полностью заполнен, то образующаяся энергетическая зона также заполнена целиком. В общем случае можно говорить о **валентной зоне**, которая полностью заполнена электронами и образована из энергетических уровней внутренних электронов свободных атомов, и о **зоне проводимости (свободной зоне)**, которая либо частично

заполнена электронами, либо свободна и образована из энергетических уровней внешних «коллективизированных» электронов изолированных атомов.

В зависимости от степени заполнения зон электронами и ширины запрещенной зоны возможны четыре случая, изображенные на рисунке. На рис.2, *а* самая верхняя зона, содержащая электроны, заполнена лишь частично, т. е. в ней имеются вакантные уровни. В данном случае электрон, получив сколь угодно малую энергетическую «добавку» (например, за счет теплового движения или электрического поля), сможет перейти на более высокий энергетический уровень той же зоны, т. е. стать свободным и участвовать в проводимости. Внутризонный переход вполне возможен, так как, например, при 1 К энергия теплового движения $kT \approx 10^{-4}$ эВ, т. е. гораздо больше разности энергий между соседними уровнями зоны (примерно 10^{-22} эВ). Таким образом, если в твердом теле имеется зона, лишь частично заполненная электронами, то это тело всегда будет проводником электрического тока. Именно это свойственно металлам.

Твердое тело является проводником электрического тока и в том случае, когда валентная зона перекрывается свободной зоной, что в конечном счете приводит к не полностью заполненной зоне (рис.2, *б*). Это имеет место для щелочноземельных элементов, образующих II группу таблицы Менделеева (Be, Mg, Ca, Zn, ...). В данном случае образуется так называемая «гибридная» зона, которая заполняется валентными электронами лишь частично. Следовательно, в данном случае металлические свойства щелочноземельных элементов обусловлены перекрытием валентной и свободной зон.

Помимо рассмотренного выше перекрытия зон возможно также перераспределение электронов между зонами, возникающими из уровней различных атомов, которое может привести к тому, что вместо двух частично заполненных зон в кристалле окажутся одна полностью заполненная (валентная) зона и одна свободная зона (зона проводимости). Твердые тела, у которых энергетический спектр электронных состояний состоит только из валентной зоны и зоны проводимости, являются диэлектриками или полупроводниками в зависимости от ширины запрещенной зоны ΔE .

Если ширина запрещенной зоны кристалла порядка нескольких электрон-вольт, то тепловое движение не может перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости и кристалл является диэлектриком, оставаясь им при всех реальных температурах (рис.2, *в*). Если запрещенная зона достаточно узка (ΔE порядка 1 эВ), то переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости может быть осуществлен сравнительно легко либо путем теплового возбуждения, либо за счет внешнего источника, способного передать электронам энергию ΔE , и кристалл является полупроводником (рис. 2, *г*).

Различие между металлами и диэлектриками с точки зрения зонной теории состоит в том, что при 0 К в зоне проводимости металлов имеются электроны, а в зоне проводимости диэлектриков они отсутствуют. Различие же между диэлектриками и полупроводниками определяется шириной запрещенных зон: для диэлектриков она довольно широка (например, для NaCl $\Delta E = 6$ эВ), для полупроводников — достаточно узка (например, для германия $\Delta E = 0,72$ эВ). При температурах, близких к 0 К, полупроводники ведут себя как диэлектрики, так как переброса электронов в зону проводимости не происходит. С повышением температуры у полупроводников растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости, т. е. электрическая проводимость проводников в этом случае увеличивается.

2. Собственная и примесная проводимость полупроводников.

Полупроводниками являются твердые тела, которые при $T = 0$ характеризуются полностью занятой электронами валентной зоной, отделенной от зоны проводимости сравнительно узкой (ΔE порядка 1 эВ) запрещенной зоной (рис.2, г). Своим названием они обязаны тому, что их электропроводность меньше электропроводности металлов и больше электропроводности диэлектриков.

В природе полупроводники существуют в виде элементов (элементы IV, V и VI групп Периодической системы элементов Менделеева), например Si, Ge, As, Se, Te, и химических соединений, например оксиды, сульфиды, селениды, сплавы элементов различных групп. Различают **собственные** и **примесные полупроводники**. **Собственными полупроводниками** являются химически чистые полупроводники, а их проводимость называется собственной проводимостью. Примером собственных полупроводников могут служить химически чистые Ge, Se, а также многие химические соединения: InSb, GaAs, CdS и др.

При 0 К и отсутствии других внешних факторов собственные полупроводники ведут себя как диэлектрики. При повышении же температуры электроны с верхних уровней валентной зоны I могут быть переброшены на нижние уровни зоны проводимости II (рис. 6). При наложении на кристалл электрического поля они перемещаются против поля и создают электрический ток. Таким образом, зона II из-за ее частичного «укомплектования» электронами становится зоной проводимости. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная электронами, называется **электронной проводимостью** или **проводимостью n-типа** (от лат. negative — отрицательный).

В результате тепловых забросов электронов из зоны I в зону II в валентной зоне возникают вакантные состояния, получившие название **дырок**. Во внешнем электрическом поле на освободившееся от электрона место — дырку — может переместиться электрон с соседнего уровня, а дырка появится в том месте, откуда ушел электрон, и т. д. Такой процесс заполнения дырок электронами равносителен перемещению дырки в направлении, противоположном движению электрона, так, как если бы дырка обладала положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная квазичастицами — дырками, называется **дырочной проводимостью** или **проводимостью p-типа** (от лат. positive — положительный).

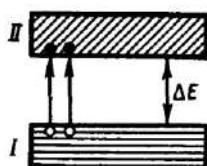


Рис. 3

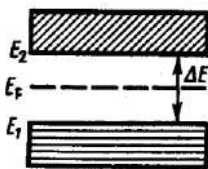


Рис. 4

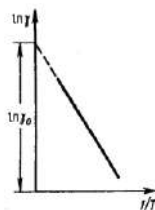


Рис. 5

Таким образом, в собственных полупроводниках наблюдаются два механизма проводимости: электронный и дырочный. Число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, так как последние соответствуют электронам, возбужденным в зону проводимости. Следовательно, если концентрации электронов проводимости и дырок обозначить соответственно n_e и n_p , то

$$n_e = n_p.$$

Проводимость полупроводников всегда является **возбужденной**, т. е. появляется только под действием внешних факторов (температуры, облучения, сильных электрических полей и т. д.).

Удельная проводимость собственных полупроводников $\gamma = \gamma_0 e^{-\Delta E/(2kT)}$, где γ_0 — постоянная, характерная для данного полупроводника.

Увеличение проводимости полупроводников с повышением температуры является их характерной особенностью (у металлов с повышением температуры проводимость

уменьшается). С точки зрения зонной теории это обстоятельство объяснить довольно просто: с повышением температуры растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости и участвуют в проводимости. Поэтому удельная проводимость собственных полупроводников с повышением температуры растет. Если представить зависимость $\ln \gamma$ от $1/T$, то для собственных полупроводников — это прямая (рис.5), по наклону которой можно определить ширину запрещенной зоны ΔE , а по ее продолжению — γ_0 (прямая отсекает на оси ординат отрезок, равный $\ln \gamma_0$).

Одним из наиболее широко распространенных полупроводниковых элементов является германий, имеющий решетку типа алмаза, в которой каждый атом связан ковалентными связями с четырьмя ближайшими соседями. Упрощенная плоская схема расположения атомов в кристалле Ge дана на рис.6, где каждая черточка обозначает связь, осуществляемую одним электроном. В идеальном кристалле при 0 К такая структура представляет собой диэлектрик, так как все валентные электроны участвуют в образовании связей и, следовательно, не участвуют в проводимости.

При повышении температуры (или под действием других внешних факторов) тепловые колебания решетки могут привести к разрыву некоторых валентных связей, в результате чего часть электронов отщепляется и они становятся свободными. В покинутом электроном месте возникает дырка (она изображена белым кружком), заполнить которую могут электроны из соседней пары. В результате дырка, так же как и освободившийся электрон, будет двигаться по кристаллу. Движение электронов проводимости и дырок в отсутствие электрического поля является хаотическим. Если же на кристалл наложить электрическое поле, то электроны начнут двигаться против поля, дырки — по полю, что приведет к возникновению собственной проводимости германия, обусловленной как электронами, так и дырками.

В полупроводниках наряду с процессом генерации электронов и дырок идет процесс **рекомбинации**: электроны переходят из зоны проводимости в валентную зону, отдавая энергию решетке и испуская кванты электромагнитного излучения. В результате для каждой температуры устанавливается определенная равновесная концентрация электронов и дырок, изменяющаяся с температурой.

Влияние освещённости. Фотопроводимость полупроводников — *увеличение электропроводности полупроводников под действием электромагнитного излучения* — может быть связана со свойствами как основного вещества, так и содержащихся в нем примесей. В первом случае при поглощении фотонов, соответствующих собственной полосе поглощения полупроводника, т. е. когда энергия фотонов равна или больше ширины запрещенной зоны ($h\nu \geq \Delta E$), могут совершаться перебросы электронов из валентной зоны в зону проводимости, что приведет к появлению добавочных (неравновесных) электронов (в зоне проводимости) и дырок (в валентной зоне). В результате возникает собственная фотопроводимость, обусловленная как электронами, так и дырками.

Примесная проводимость полупроводников

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется **примесной проводимостью**, а сами полупроводники — **примесными полупроводниками**. Примесная проводимость обусловлена примесями (атомы посторонних элементов), а также дефектами типа избыточных атомов (по сравнению со стехиометрическим составом), тепловыми (пустые узлы или атомы в междоузлиях) и механическими (трещины, дислокации и т. д.) дефектами. Наличие в полупроводнике примеси существенно изменяет его проводимость. Например, при введении в кремний примерно 0,001 ат.% бора его проводимость увеличивается примерно в 10^6 раз.

Примесную проводимость полупроводников рассмотрим на примере Ge и Si, в которые вводятся атомы с валентностью, отличной от валентности основных атомов на единицу. Например, при замещении атома германия пятивалентным атомом мышьяка

(рис.9, а) один электрон не может образовать ковалентной связи, он оказывается лишним и может быть легко при тепловых колебаниях решетки отщеплен от атома, т. е. стать свободным. Образование свободного электрона не сопровождается нарушением ковалентной связи и поэтому дырка не возникает. Избыточный положительный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и поэтому перемещаться по решетке не может.

С точки зрения зонной теории рассмотренный процесс можно представить следующим образом. Введение примеси искажает поле решетки, что приводит к возникновению в запрещенной зоне энергетического уровня D валентных электронов мышьяка, называемого **примесным уровнем**. В случае германия с примесью мышьяка этот уровень располагается от дна зоны проводимости на расстоянии $\Delta E_D = 0,013$ эВ. Так как $\Delta E_D < kT$, то уже при обычных температурах энергия теплового движения достаточна для того, чтобы перебросить электроны примесного уровня в зону проводимости; образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах мышьяка и в проводимости не участвуют.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой *на единицу больше валентности основных атомов*, носителями тока являются электроны; возникает **электронная примесная проводимость (проводимость n -типа)**. Полупроводники с такой проводимостью называются **электронными** (или **полупроводниками n -типа**). Примеси, являющиеся источником электронов, называются **донорами**, а энергетические уровни этих примесей — **донорными уровнями**.

Предположим, что в решетку кремния введен примесный атом с тремя валентными электронами, например, бор. Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома бора не хватает одного электрона, одна из связей остается неупакованной и четвертый электрон может быть захвачен от соседнего атома основного вещества, где соответственно образуется дырка. Последовательное заполнение образующихся дырок электронами эквивалентно движению дырок в полупроводнике, т. е. дырки не остаются локализованными, а перемещаются в решетке кремния как свободные положительные заряды. Избыточный же отрицательный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и по решетке перемещаться не может.

По зонной теории, введение трехвалентной примеси в решетку кремния приводит к возникновению в запрещенной зоне примесного энергетического уровня A , не занятого электронами. В случае кремния с примесью бора этот уровень располагается выше верхнего края валентной зоны на расстоянии $\Delta E_A = 0,08$ эВ. Близость этих уровней к валентной зоне приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни и, связываясь с атомами бора, теряют способность перемещаться по решетке кремния, т. е. в проводимости не участвуют. Носителями тока являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне.

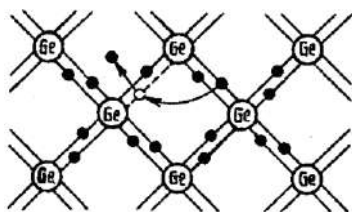


Рис. 6

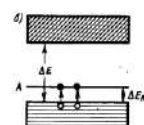
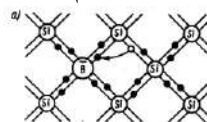
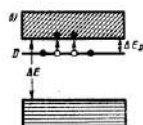
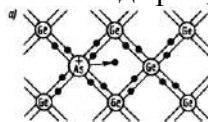


Рис. 7

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой *на единицу меньше валентности основных атомов*, носителями тока являются дырки; возникает **дырочная проводимость (проводимость p -типа)**. Полупроводники с такой проводимостью называются **дырочными** (или **полупроводниками p -типа**). Примеси,

захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются **акцепторами**, а энергетические уровни этих примесей — **акцепторными уровнями**.

В отличие от собственной проводимости, осуществляющейся одновременно электронами и дырками, примесная проводимость полупроводников обусловлена в основном носителями одного знака: электронами — в случае донорной примеси, дырками — в случае акцепторной. Эти носители тока называются **основными**. Кроме основных носителей в полупроводнике имеются и неосновные носители: в полупроводниках *n*-типа — дырки, в полупроводниках *p*-типа — электроны.

Влияние температуры. Проводимость примесного полупроводника, как и проводимость любого проводника, определяется концентрацией носителей и их подвижностью. С изменением температуры подвижность носителей меняется по сравнительно слабому степенному закону, а концентрация носителей — по очень сильному экспоненциальному закону, поэтому проводимость примесных полупроводников от температуры определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей тока в нем. На рис.8 дан примерный график зависимости $\ln \gamma$ от $1/T$ для примесных полупроводников. Участок *AB* описывает примесную проводимость полупроводника. Рост примесной проводимости полупроводника с повышением температуры обусловлен в основном ростом концентрации примесных носителей. Участок *BC* соответствует области истощения примесей (это подтверждают и эксперименты), участок *CD* описывает собственную проводимость полупроводника.



Рис. 8

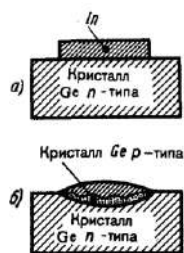


Рис. 9

Влияние освещённости. Фотопроводимость полупроводников

Фотопроводимость полупроводников — увеличение электропроводности полупроводников под действием электромагнитного излучения — может быть связана со свойствами как основного вещества, так и содержащихся в нем примесей. В первом случае при поглощении фотонов, соответствующих собственной полосе поглощения полупроводника, т. е. когда энергия фотонов равна или больше ширины запрещенной зоны ($h\nu \geq \Delta E$), могут совершаться перебросы электронов из валентной зоны в зону проводимости, что приведет к появлению добавочных (неравновесных) электронов (в зоне проводимости) и дырок (в валентной зоне). В результате возникает **собственная фотопроводимость**, обусловленная как электронами, так и дырками.

3. Электронно-дырочный переход

Граница соприкосновения двух полупроводников, один из которых имеет электронную, а другой — дырочную проводимость, называется **электронно-дырочным переходом** (или ***p-n*-переходом**). Эти переходы имеют большое практическое значение, являясь основой работы многих полупроводниковых приборов. *p-n*-Переход нельзя осуществить просто механическим соединением двух полупроводников. Обычно области различной проводимости создают либо при выращивании кристаллов, либо при соответствующей обработке кристаллов. Например, на кристалл германия *n*-типа накладывается индиевая «таблетка» (рис.9, а). Эта система нагревается примерно при 500°C в вакууме или в атмосфере инертного газа; атомы индия диффундируют на некоторую глубину в германий. Затем расплав медленно охлаждают. Так как германий, содержащий индий,

обладает дырочной проводимостью, то на границе закристаллизовавшегося расплава и германия n -типа образуется p - n -переход.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в p - n -переходе (рис.10). Пусть донорный полупроводник приводится в контакт с электронным. (рис.10). Электроны из n -полупроводника, где их концентрация выше, будут диффундировать в p -полупроводник, где их концентрация ниже. Диффузия же дырок происходит в обратном направлении — в направлении $p \rightarrow n$.

В n -полупроводнике из-за ухода электронов вблизи границы остается нескомпенсированный положительный объемный заряд неподвижных ионизованных донорных атомов. В p -полупроводнике из-за ухода дырок вблизи границы образуется отрицательный объемный заряд неподвижных ионизованных акцепторов. Эти объемные заряды образуют у границы двойной электрический слой, поле которого, направленное от n -области к p -области, препятствует дальнейшему переходу электронов в направлении $n \rightarrow p$ и дырок в направлении $p \rightarrow n$. Если концентрации доноров и акцепторов в полупроводниках n - и p -типа одинаковы, то толщины слоев d_1 и d_2 (рис.10), в которых локализуются неподвижные заряды, равны ($d_1 = d_2$).

В итоге в области p - n перехода устанавливается равновесие: образуется двойной слой пространственного заряда, не содержащий свободных носителей заряда и препятствующий своим электрическим полем E дальнейшему перемещению основных носителей заряда через p - n -переход. Распределение пространственного заряда ρ , напряженности электрического поля E и потенциала ϕ в области p - n перехода показаны на рис.11, а, б, в. Потенциальный барьер в слое объемного пространственного заряда соответствует электрическому полю, препятствующему движению электронов справа налево, и дырок слева направо и содействующему движению этих носителей заряда в противоположных направлениях. Высота потенциального барьера ϕ_k (рис.11, в) называется контактной разностью потенциалов в p - n переходе и зависит от материала и уровней его легирования (для кремния Si $\phi_k = 0,5 - 0,6$ В).



Рис.10

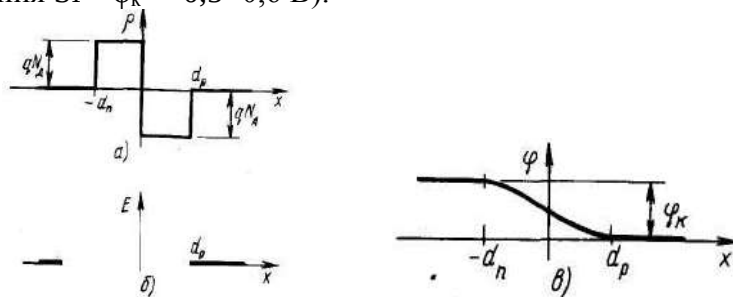


Рис.11.

Распределение пространственного заряда (а), напряженности электрического поля (б) и потенциала (в) в p - n переходе при отсутствии внешнего напряжения

Все энергетические уровни акцепторного полупроводника подняты относительно уровней донорного полупроводника на высоту, равную $e\phi$, причем подъем происходит на толщине двойного слоя d . Толщина d слоя p - n -перехода в полупроводниках составляет примерно $10^{-6} - 10^{-7}$ м, а контактная разность потенциалов — десятые доли вольт. Носители тока способны преодолеть такую разность потенциалов лишь при температуре в несколько тысяч градусов, т. е. при обычных температурах равновесный контактный слой является **запирающим** и характеризуется повышенным сопротивлением.

Сопротивление запирающего слоя можно изменить с помощью внешнего электрического поля. Если приложенное к p - n -переходу внешнее электрическое поле направлено от n -полупроводника к p -полупроводнику (рис.12, а), т. е. совпадает с полем контактного слоя, то оно вызывает движение электронов в n -полупроводнике и дырок в p -полупроводнике от границы p - n -перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширится и его сопротивление возрастет. Направление внешнего

поля, расширяющего запирающий слой, называется **запирающим (обратным)**. В этом направлении электрический ток через p - n -переход практически не проходит. Ток в запирающем слое в запирающем направлении образуется лишь за счет неосновных носителей тока (электронов в p -полупроводнике и дырок в n -полупроводнике).

Если приложенное к p - n -переходу внешнее электрическое поле направлено противоположно полю контактного слоя (рис.12, б), то оно вызывает движение электронов в n -полупроводнике и дырок в p -полупроводнике к границе p - n -перехода навстречу друг другу. В этой области они рекомбинируют, толщина контактного слоя и его сопротивление уменьшаются. Следовательно, в этом направлении электрический ток проходит сквозь p - n -переход в направлении от p -полупроводника к n -полупроводнику; оно называется **пропускным (прямым)**. Таким образом, p - n -переход обладает **односторонней (вентильной) проводимостью**.

На рис.13 представлена вольт-амперная характеристика p - n -перехода. Как уже указывалось, при пропускном (прямом) напряжении внешнее электрическое поле способствует движению основных носителей тока к границе p - n -перехода. В результате толщина контактного слоя уменьшается. Соответственно уменьшается и сопротивление перехода (тем сильнее, чем больше напряжение), а сила тока становится большой (правая ветвь на рис.13). Это направление тока называется **прямым**.

При запирающем (обратном) напряжении внешнее электрическое поле препятствует движению основных носителей тока к границе p - n -перехода и способствует движению неосновных носителей тока, концентрация которых в полупроводниках невелика. Это приводит к увеличению толщины контактного слоя, обедненного основными носителями тока. Соответственно увеличивается и сопротивление перехода. Поэтому в данном случае через p - n -переход протекает только небольшой ток (он называется **обратным**), полностью обусловленный неосновными носителями тока (левая ветвь рис.13). Быстрое возрастание этого тока означает пробой контактного слоя и его разрушение. При включении в цепь переменного тока p - n -переходы действуют как выпрямители.

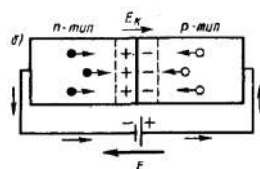
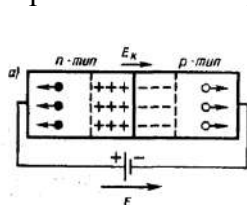


Рис.12

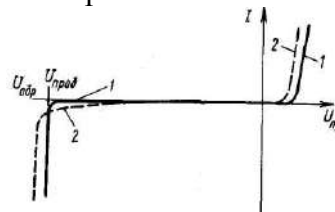


Рис.13

4. Полупроводниковые диоды и триоды (транзисторы).

Односторонняя проводимость контактов двух полупроводников (или металла с полупроводником) используется для выпрямления и преобразования переменных токов. Если имеется один электронно-дырочный переход, то его действие аналогично действию двухэлектродной лампы—диода. Поэтому полупроводниковое устройство, содержащее один p - n -переход, называется полупроводниковым (кристаллическим) диодом. Полупроводниковые диоды по конструкции делятся на точечные и плоскостные.

p - n -Переходы обладают не только прекрасными выпрямляющими свойствами, но могут быть использованы также для усиления, а если в схему ввести обратную связь, то и для генерирования электрических колебаний. Приборы, предназначенные для этих целей, получили название **полупроводниковых триодов** или **транзисторов** (первый транзистор создан в 1949 г. американскими физиками Д. Бардином, У. Браттейном и У. Шокли; Нобелевская премия 1956 г.).

Для примера рассмотрим принцип работы плоскостного триода p - n - p , т. е. триода на основе n -полупроводника (рис.14). Рабочие «электроды» триода, которыми являются **база** (средняя часть транзистора), **эмиттер** и **коллектор** (прилегающие к базе с обеих сторон

области с иным типом проводимости), включаются в схему с помощью невыпрямляющих контактов — металлических проводников. Между эмиттером и базой прикладывается постоянное смещающее напряжение в прямом направлении, а между базой и коллектором — постоянное смещающее напряжение в обратном направлении. Усиливается переменное напряжение, подающееся на входное сопротивление $R_{вх}$, а усиленное — снимается с выходного сопротивления $R_{вых}$.

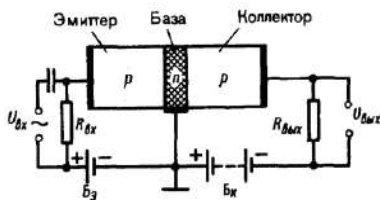


Рис.14

Протекание тока в цепи эмиттера обусловлено в основном движением дырок (они являются основными носителями тока) и сопровождается их «впрыскиванием» — **инжекцией** — в область базы. Проникшие в базу дырки диффундируют по направлению к коллектору, причем при небольшой толщине базы значительная часть инжектированных дырок достигает коллектора. Здесь дырки захватываются полем, действующим внутри перехода (притягиваются к отрицательно заряженному коллектору), вследствие чего изменяется ток коллектора. Следовательно, всякое изменение тока в цепи эмиттера вызывает изменение тока в цепи коллектора.

Прикладывая между эмиттером и базой переменное напряжение, получим в цепи коллектора переменный ток, а на выходном сопротивлении — переменное напряжение. Величина усиления зависит от свойств $p-n$ -переходов, нагрузочных сопротивлений и напряжения батареи $B_к$. Обычно $R_{вых} \gg R_{вх}$, поэтому $U_{вых}$ значительно превышает входное напряжение $U_{вх}$ (усиление может достигать 10 000). Так как мощность переменного тока, выделяемая в $R_{вых}$, может быть больше, чем расходуемая в цепи эмиттера, то транзистор даст и усиление мощности. Эта усиленная мощность появляется за счет источника тока, включенного в цепь коллектора.

Транзистор, подобно электронной лампе, дает усиление и напряжения и мощности. Если в лампе анодный ток управляется напряжением на сетке, то в транзисторе ток коллектора, соответствующий анодному току лампы, управляется напряжением на базе.

1.19 Лекция № 19 (2 часа).

Тема: «Магнитное поле постоянного тока»

1.19.1 Вопросы лекции:

1. Магнитное поле и его характеристики.
2. Закон Ампера. Закон Био-Савара-Лапласа.
3. Вращающий момент, действующий на контур с током в магнитном поле.
4. Движение заряженной частицы в магнитном поле.
5. Эффект Холла.

1.19.2 Краткое содержание вопросов

1. Магнитное поле и его характеристики

Электрическое поле действует как на неподвижные, так и на движущиеся в нем электрические заряды. Важнейшая особенность магнитного поля состоит в том, что оно действует *только на движущиеся* в этом поле электрические заряды. Опыт показывает,

что характер воздействия магнитного поля на ток различен в зависимости от формы проводника, по которому течет ток, от расположения проводника и от направления тока. Подобно тому, как при исследовании электростатического поля использовались точечные заряды, при исследовании магнитного поля используется *замкнутый плоский контур с током* (рамка с током), линейные размеры которого малы по сравнению с расстоянием до токов, образующих магнитное поле. Ориентация контура в пространстве определяется направлением нормали к контуру. Направление нормали определяется *правилом правого винта*: за положительное направление нормали принимается направление поступательного движения винта, головка которого вращается в направлении тока, текущего в рамке (рис. 1).

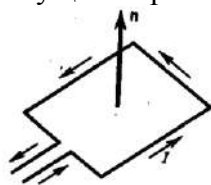


Рис.1



Рис.2

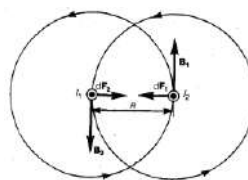


Рис.3

Магнитное поле оказывает на рамку с током ориентирующее действие, поворачивая ее определенным образом. Этот результат используется для выбора направления магнитного поля. За направление магнитного поля в данной точке принимается направление, вдоль которого располагается положительная нормаль к рамке (рис.2). За направление магнитного поля может быть также принято направление, совпадающее с направлением силы, которая действует на северный полюс магнитной стрелки, помещенной в данную точку. Так как оба полюса магнитной стрелки лежат в близких точках поля, то силы, действующее на оба полюса, равны друг другу. Следовательно, на магнитную стрелку действует пара сил, поворачивающая ее так, чтобы ось стрелки, соединяющая южный полюс с северным, совпадала с направлением поля.

Рамкой с током можно воспользоваться также и для количественного описания магнитного поля. Так как рамка с током испытывает ориентирующее действие поля, то на нее в магнитном поле действует пара сил. Вращающий момент сил зависит как от свойств поля в данной точке, так и от свойств рамки и определяется формулой

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}_m, \mathbf{B}],$$

где $\mathbf{p}_m$ — вектор магнитного момента рамки с током ($\mathbf{B}$ — вектор магнитной индукции, количественная характеристика магнитного поля). Для плоского контура с током I

$$\mathbf{p}_m = I\mathbf{S}\mathbf{n}, \quad ($$

где S — площадь поверхности контура (рамки), $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности рамки. Направление $\mathbf{p}_m$ совпадает, таким образом, с направлением положительной нормали.

Если в данную точку магнитного поля помещать рамки с различными магнитными моментами, то на них действуют различные вращающие моменты, однако отношение $M_{\max}/p_m$ ($M_{\max}$ — максимальный вращающий момент) для всех контуров одно и то же и поэтому может служить характеристикой магнитного поля, называемой магнитной индукцией:

$$\mathbf{B} = \mathbf{M}_{\max}/\mathbf{p}_m.$$

Магнитная индукция в данной точке *однородного* магнитного поля определяется максимальным вращающим моментом, действующим на рамку с магнитным моментом, равным единице, когда нормаль к рамке перпендикулярна направлению поля.

Так как магнитное поле является *силовым*, то его изображают с помощью **линий магнитной индукции** — линий, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора $\mathbf{B}$. Их направление задается правилом правого винта: головка винта, ввинчиваемого по направлению тока, вращается в направлении линий магнитной индукции. Линии магнитной индукции всегда *замкнуты* и охватывают проводники с

током. Согласно предположению французского физика А. Ампера в любом теле существуют микроскопические токи, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах. Эти микроскопические молекулярные токи создают свое магнитное поле и могут поворачиваться в магнитных полях макротоков. Например, если вблизи какого-то тела поместить проводник с током (макроток), то под действием его магнитного поля микротоки во всех атомах определенным образом ориентируются, создавая в теле дополнительное магнитное поле. Вектор магнитной индукции $\mathbf{B}$ характеризует *результатирующее* магнитное поле, создаваемое всеми *макро- и микротоками*, т. е. при одном и том же токе и прочих равных условиях вектор $\mathbf{B}$ в *различных* средах будет иметь *разные* значения.

Магнитное поле *макротоков* описывается **вектором напряженности $\mathbf{H}$** . Для однородной изотропной среды вектор магнитной индукции связан с вектором напряженности следующим соотношением:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H},$$

где μ_0 — магнитная постоянная, μ — безразмерная величина — **магнитная проницаемость среды**, показывающая, во сколько раз магнитное поле макротоков $\mathbf{H}$ усиливается за счет поля микротоков среды.

2. Закон Ампера

Обобщая результаты исследования действия магнитного поля на различные проводники с током. Ампер установил, что сила $d\mathbf{F}$, с которой магнитное поле действует на элемент проводника $d\mathbf{l}$ с током, находящегося в магнитном поле, равна

$$d\mathbf{F} = I[d\mathbf{l}, \mathbf{B}],$$

где $d\mathbf{l}$ — вектор, по модулю равный dl и совпадающий по направлению с током, $\mathbf{B}$ — вектор магнитной индукции.

Направление вектора $d\mathbf{F}$ может быть найдено по общим правилам векторного произведения, откуда следует **правило левой руки**. Модуль силы Ампера вычисляется по формуле

$$dF = IB \, dl \sin \alpha, \quad \text{где } \alpha \text{ — угол между векторами } d\mathbf{l} \text{ и } \mathbf{B}.$$

Закон Ампера применяется для определения силы взаимодействия двух токов.

Рассмотрим два бесконечных прямолинейных параллельных тока I_1 и I_2 ; (направления токов указаны на рис.3), расстояние между которыми равно R . Каждый из проводников создает магнитное поле, которое действует по закону Ампера на другой проводник с током. Сила dF_1 , с которой поле $\mathbf{B}_1$ действует на участок dl второго тока равна

$$dF_1 = I_2 B_1 \, dl; \quad \text{или} \quad dF_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{R} \, dl.$$

Сила dF_2 с которой магнитное поле тока I_2 действует на элемент dl первого проводника с током I_1 , направлена в противоположную сторону и по модулю равна

$$dF_2 = I_1 B_2 \, dl = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{R} \, dl.$$

Два параллельных тока одинакового направления притягиваются друг к другу с силой

$$dF = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{R} \, dl.$$

Если токи имеют противоположные направления, то, используя правило левой руки, можно показать, что между ними действует сила *отталкивания*.

Закон Био — Савара — Лапласа

Закон Био — Савара — Лапласа для проводника с током I , элемент $d\mathbf{l}$ которого создает в некоторой точке A (рис. 164) индукцию поля $d\mathbf{B}$, записывается в виде

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I[d\mathbf{l}, \mathbf{r}]}{r^3},$$

где $d\mathbf{l}$ — вектор, по модулю равный длине dl элемента проводника и совпадающий по направлению с током, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, проведенный из элемента $d\mathbf{l}$ проводника в точку A поля, r — модуль радиуса-вектора $\mathbf{r}$. Направление $d\mathbf{B}$ перпендикулярно $d\mathbf{l}$ и $\mathbf{r}$, т. е. перпендикулярно плоскости, в которой они лежат, и совпадает с касательной к линии магнитной индукции. Это направление может быть найдено по правилу нахождения линий магнитной индукции (правилу правого винта): направление вращения головки винта дает направление $d\mathbf{B}$, если поступательное движение винта соответствует направлению тока в элементе.

Модуль вектора $d\mathbf{B}$ определяется выражением

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2},$$

где α — угол между векторами $d\mathbf{l}$ и $\mathbf{r}$.

Для магнитного поля, как и для электрического, справедлив **принцип суперпозиции**: магнитная индукция результирующего поля, создаваемого несколькими токами или движущимися зарядами, равна векторной сумме магнитных индукций складываемых полей, создаваемых каждым током или движущимся зарядом в отдельности:

$$\mathbf{B} = \sum_{i=1}^n \mathbf{B}_i.$$

Расчет характеристик магнитного поля ($\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$) по приведенным формулам в общем случае сложен. Однако если распределение тока имеет определенную симметрию, то применение закона Био — Савара — Лапласа совместно с принципом суперпозиции позволяет просто рассчитать конкретные поля. Рассмотрим два примера.

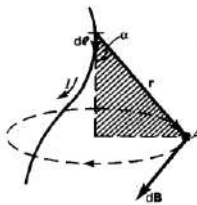


Рис.4

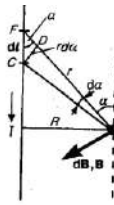


Рис. 5

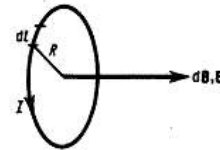


Рис.6

А) Магнитное поле прямого тока — тока, текущего по тонкому прямому проводу бесконечной длины (рис.4). В произвольной точке A , удаленной от оси проводника на расстояние R , векторы $d\mathbf{B}$ от всех элементов тока имеют одинаковое направление, перпендикулярное плоскости чертежа («к вам»). Поэтому сложение векторов $d\mathbf{B}$ можно заменить сложением их модулей. В качестве постоянной интегрирования выберем угол α (угол между векторами $d\mathbf{l}$ и $\mathbf{r}$), выразив через него все остальные величины.

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I}{R}.$$

Б) Магнитное поле в центре кругового проводника с током (рис.6). Как следует из рисунка, все элементы кругового проводника с током создают в центре магнитные поля одинакового направления — вдоль нормали от витка. Поэтому сложение векторов $d\mathbf{B}$ можно заменить сложением их модулей. Так как все элементы проводника перпендикулярны радиусу-вектору ($\sin \alpha = 1$) и расстояние всех элементов проводника до центра кругового тока одинаково и равно R , то

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{R^2} dl, \quad B = \int dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int dl = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi R^2} 2\pi R = \mu_0 \mu \frac{I}{2R}.$$

Следовательно, магнитная индукция поля в центре кругового проводника с током

$$B = \mu_0 \mu \frac{I}{2R}.$$

Единицы измерения магнитной индукции и напряженности: $1 \text{ Тл (тесла)} = 1 \text{ Н/А м}$,

1 Н/А. Магнитная постоянная $\mu = 4 \pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$

3. Вращающий момент, действующий на контур с током в магнитном поле

На замкнутый контур с током I и площадью S , находящийся в магнитном поле с индукцией B действует вращающий момент, обусловленный действием магнитных сил на элементы контура. Его величина и направление определяются выражением

$$\vec{M} = \vec{P}_m \times \vec{B}$$

Модуль вращающего момента равен $M = P_m \cdot B \cdot \sin \alpha$,

где $\vec{P}_m = P_m \cdot \vec{n} = I S \vec{n}$ - магнитный момент контура (рамки),

α - угол между векторами $\vec{B}$ и $\vec{P}_m$ ($\vec{n}$).

Магнитному моменту контура (рамки) с током приписывают направление, совпадающее с положительным направлением единичной нормали $\vec{n}$ к плоскости контура, которое определяется по правилу правого винта.

Применение: электродвигатели, электроизмерительные приборы.

4. Действие магнитного поля на движущийся заряд

Магнитное поле действует не только на проводники с током, но и на отдельные заряды, движущиеся в магнитном поле. Сила, действующая на электрический заряд Q , движущийся в магнитном поле со скоростью v , называется **силой Лоренца** и выражается формулой **$F = Q[vB]$** , где B — индукция магнитного поля, в котором заряд движется.

Направление силы Лоренца определяется с помощью **правила левой руки**: если ладонь левой руки расположить так, чтобы в нее входил вектор B , а четыре вытянутых пальца направить вдоль вектора v (для $Q > 0$ направления I и v совпадают, для $Q < 0$ — противоположны), то отогнутый большой палец покажет направление силы, действующей на *положительный* заряд. На отрицательный заряд сила действует в противоположном направлении. Модуль силы Лоренца (см.) равен

$$F = QvB \sin \alpha,$$

где α — угол между v и B .

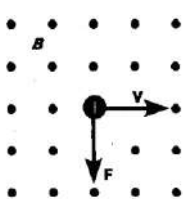


Рис. 1

рис.4

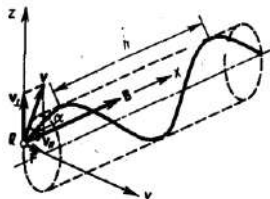


Рис. 2

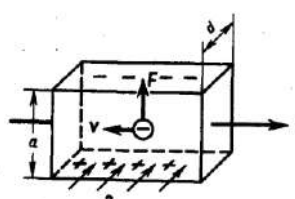
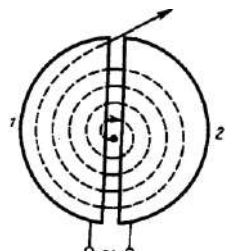


рис.3



Магнитное поле действует только на движущиеся в нем заряды. Сила Лоренца всегда перпендикулярна скорости движения заряженной частицы, поэтому она изменяет только направление этой скорости, не изменяя ее модуля. Следовательно, сила Лоренца работы не совершает. Иными словами, постоянное магнитное поле не совершает работы над движущейся в нем заряженной частицей, и кинетическая энергия этой частицы при движении в магнитном поле не изменяется.

Движение заряженных частиц в магнитном поле

Если заряженная частица движется в однородном магнитном поле со скоростью v вдоль линий магнитной индукции, то угол α между векторами v и B равен 0 или π . Тогда

сила Лоренца равна нулю, т. е. магнитное поле на частицу не действует, и она движется равномерно и прямолинейно.

Если заряженная частица движется в магнитном поле со скоростью $\mathbf{v}$, перпендикулярной вектору $\mathbf{B}$, то сила Лоренца $\mathbf{F}=Q[\mathbf{vB}]$ постоянна по модулю и нормальна к траектории частицы. Согласно второму закону Ньютона, эта сила создает центростремительное ускорение. Отсюда следует, что частица будет двигаться по окружности, радиус r которой определяется из условия $QvB=mv^2/r$ откуда

$$r = \frac{m v}{Q B}.$$

Период вращения частицы, т. е. время T , за которое она совершает один полный оборот,

$$T = 2\pi r/v. \quad T = \frac{2\pi m}{B Q}.$$

т. е. период вращения частицы в однородном магнитном поле определяется только величиной, обратной удельному заряду (Q/m) частицы, и магнитной индукцией поля, но не зависит от ее скорости (при $v < c$).

Если скорость $\mathbf{v}$ заряженной частицы направлена под углом α к вектору $\mathbf{B}$ (рис. 2), то ее движение можно представить в виде суперпозиции: 1) равномерного прямолинейного движения вдоль поля со скоростью $v_{\parallel}=v\cos\alpha$; 2) равномерного движения со скоростью $v_{\perp}=v\sin\alpha$ по окружности в плоскости, перпендикулярной полю.

В результате сложения обоих движений возникает движение по спирали, ось которой параллельна магнитному полю (рис. 8). Шаг винтовой линии равен:

$$h = v_{\parallel} T = v T \cos \alpha. \quad \text{или} \quad h = 2\pi m v \cos \alpha / (B Q).$$

Направление, в котором закручивается спираль, зависит от знака заряда частицы.

Если скорость $\mathbf{v}$ заряженной частицы составляет угол α с направлением вектора $\mathbf{B}$ *неоднородного* магнитного поля, индукция которого возрастает в направлении движения частицы, то r и h уменьшаются с ростом B . На этом основана фокусировка заряженных частиц в магнитном поле.

5. Эффект Холла (1879) — это возникновение в металле (или полупроводнике) с током плотностью $\mathbf{j}$, помещенном в магнитное поле $\mathbf{B}$, электрического поля в направлении, перпендикулярном $\mathbf{B}$ и $\mathbf{j}$.

Поместим металлическую пластинку с током плотностью $\mathbf{j}$ в магнитное поле $\mathbf{B}$, перпендикулярное $\mathbf{j}$ (рис.3). При данном направлении $\mathbf{j}$ скорость носителей тока в металле — электронов — направлена справа налево. Электроны испытывают действие силы Лоренца, которая в данном случае направлена вверх. Таким образом, у верхнего края пластинки возникнет повышенная концентрация электронов (он зарядится отрицательно), а у нижнего — их недостаток (зарядится положительно). В результате этого между краями пластинки возникнет дополнительное поперечное электрическое поле, направленное снизу вверх. Когда напряженность E_B этого поперечного поля достигнет такой величины, что его действие на заряды будет уравнивать силу Лоренца, то установится стационарное распределение зарядов в поперечном направлении. Тогда

$$eE_B = e\Delta\varphi/a = evB, \quad \text{или} \quad \Delta\varphi = vBa,$$

где a — ширина пластинки, $\Delta\varphi$ — *поперечная (холловская) разность потенциалов*.

Учитывая, что сила тока $I = jS = nevS$ (S — площадь поперечного сечения пластинки толщиной d , n — концентрация электронов, v — средняя скорость упорядоченного движения электронов), получим

$$\Delta\varphi = \frac{I}{nead} Ba = \frac{1}{en} \frac{IB}{d} = R \frac{IB}{d},$$

т. е. холловская поперечная разность потенциалов прямо пропорциональна магнитной индукции B , силе тока I и обратно пропорциональна толщине пластинки d . В формуле $R=1/(en)$ — **постоянная Холла**, зависящая от вещества. По измеренному значению постоянной Холла можно:

- 1) определить концентрацию носителей тока в проводнике (при известных характере проводимости и заряда носителей);
- 2) судить о природе проводимости полупроводников, так как знак постоянной Холла совпадает со знаком заряда e носителей тока.

3.4. Ускорители заряженных частиц

Ускорителями заряженных частиц называются устройства, в которых под действием электрических и магнитных полей создаются и управляются пучки высокоэнергетичных заряженных частиц (электронов, протонов, мезонов и т. д.). Любой ускоритель характеризуется типом ускоряемых частиц, энергией, сообщаемой частицам, разбросом частиц по энергиям и интенсивностью пучка. **Ускорители** делятся на **непрерывные** (из них выходит равномерный по времени пучок) и **импульсные** (из них частицы вылетают порциями — импульсами). Последние характеризуются длительностью импульса. По форме траектории и механизму ускорения частиц ускорители делятся на **линейные**, **циклические** и **индукционные**. В линейных ускорителях траектории движения частиц близки к прямым линиям, в циклических и индукционных — траекториями частиц являются окружности или спирали.

1.20 Лекция №20 (2 часа).

Тема: «Закон полного тока. Теорема Гаусса»

1.20.1 Вопросы лекции:

1. Закон полного тока для магнитного поля в вакууме.
2. Магнитное поле соленоида и тороида.
3. Магнитный поток. Теорема Гаусса для магнитного поля.
4. Работа перемещения проводника и контура с током в магнитном поле.

1.20.2 Краткое содержание вопросов.

1. Закон полного тока для магнитного поля в вакууме

Циркуляцией вектора $\mathbf{B}$ по заданному замкнутому контуру называется интеграл

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \oint_L B_l dl,$$

где $d\mathbf{l}$ — вектор элементарной длины контура, направленной вдоль обхода контура, $B_l = B \cos \alpha$ — составляющая вектора $\mathbf{B}$ в направлении касательной к контуру (с учетом выбранного направления обхода), α — угол между векторами $\mathbf{B}$ и $d\mathbf{l}$.

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме

(теорема о циркуляции вектора $\mathbf{B}$): циркуляция вектора $\mathbf{B}$ по произвольному замкнутому контуру равна произведению магнитной постоянной μ_0 на алгебраическую сумму токов, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \oint_L B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k.$$

где n — число проводников с токами, охватываемых контуром L произвольной формы. Каждый ток учитывается столько раз, сколько раз он охватывается контуром.

Положительным считается ток, направление которого образует с направлением обхода по контуру правовинтовую систему; ток противоположного направления считается отрицательным. Например, для системы токов, изображенных на рис. 1

$$\sum_{k=1}^n I_k = I_1 + 2I_2 - 0 \cdot I_3 - I_4.$$

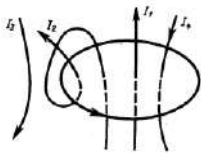


Рис.1

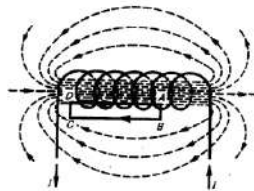


Рис.2

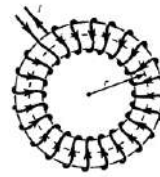


Рис.3

Это выражение справедливо только для магнитного поля в вакууме, поскольку для поля в веществе необходимо учитывать молекулярные токи. Сравнивая выражения для циркуляции векторов E и B , видим, что между ними существует *принципиальное различие*. Циркуляция вектора E электростатического поля всегда равна нулю, т. е. электростатическое поле является *потенциальным*. Циркуляция вектора B магнитного поля не равна нулю. Такое поле называется *вихревым*. Теорема о циркуляции вектора B имеет в учении о магнитном поле такое же значение, как теорема Гаусса в электростатике, так как позволяет находить магнитную индукцию поля без применения закона Био — Савара — Лапласа.

2. Магнитные поля соленоида и тороида

Рассчитаем, применяя теорему о циркуляции, индукцию магнитного поля внутри соленоида. Рассмотрим соленоид длиной l , имеющий N витков, по которому течет ток (рис.2). Длину соленоида считаем во много раз больше, чем диаметр его витков, т. е. рассматриваемый соленоид бесконечно длинный. Экспериментальное изучение магнитного поля соленоида показывает, что внутри соленоида поле является однородным, вне соленоида — неоднородным и очень слабым.

На рис.2 представлены линии магнитной индукции внутри и вне соленоида. Чем соленоид длиннее, тем меньше магнитная индукция вне его. Поэтому приближенно можно считать, что поле бесконечно длинного соленоида сосредоточено целиком внутри него, а полем вне соленоида можно пренебречь.

Для нахождения магнитной индукции B выберем замкнутый прямоугольный контур $ABCD$, как показано на рисунке. Циркуляция вектора B по замкнутому контуру $ABCD$, охватывающему все N витков, равна

$$\oint_{ABCD} B_l dl = \mu_0 NI.$$

Интеграл по $ABCD$ можно представить в виде четырех интегралов: по AB , BC , CD и DA . На участках AB и CD контур перпендикулярен линиям магнитной индукции и $B_l = 0$. На участке вне соленоида $B = 0$. На участке DA циркуляция вектора B равна Bl (контур совпадает с линией магнитной индукции); следовательно,

$$\int_{DA} B_l dl = Bl = \mu_0 NI.$$

Отсюда приходим к выражению для магнитной индукции поля внутри соленоида (в вакууме):

$$B = \mu_0 NI/l.$$

Получили, что поле внутри соленоида *однородно* (краевыми эффектами в областях, прилегающих к торцам соленоида, при расчетах пренебрегают). Однако отметим, что вывод этой формулы не совсем корректен (линии магнитной индукции замкнуты, и интеграл по внешнему участку магнитного поля строго нулю не равен). Корректно рассчитать поле внутри соленоида можно, применяя закон Био — Савара — Лапласа; в результате получается та же формула.

Важное значение для практики имеет также магнитное поле тороида — кольцевой катушки, витки которой намотаны на сердечник, имеющий форму тора (рис.3). Магнитное поле, как показывает опыт, сосредоточено внутри тороида, вне его поле отсутствует. Линии магнитной индукции в данном случае, как следует из соображений симметрии, есть окружности, центры которых расположены по оси тороида. В качестве контура

выберем одну такую окружность радиуса r . Тогда, по теореме о циркуляции, $B \cdot 2\pi r = \mu_0 NI$, откуда следует, что магнитная индукция внутри тороида (в вакууме) равна:

$$B = \mu_0 NI / (2\pi r),$$

где N — число витков тороида.

Если контур проходит вне тороида, то токов он не охватывает и $B \cdot 2\pi r = 0$. Это означает, что поле вне тороида отсутствует (что показывает и опыт).

3. Поток вектора магнитной индукции. Теорема Гаусса для поля B

Потоком вектора магнитной индукции (магнитным потоком) через площадку dS называется скалярная физическая величина, равная

$$d\Phi_B = B_n dS = B \cos \alpha dS,$$

где $B_n = B \cos \alpha$ — проекция вектора B на направление нормали к площадке dS (α — угол между векторами n и B), $dS = dS n$ — вектор, модуль которого равен dS , а направление его совпадает с направлением нормали n к площадке. Поток вектора B может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от знака $\cos \alpha$ (определяется выбором положительного направления нормали n). Поток вектора B связывают с контуром, по которому течет ток. В таком случае положительное направление нормали к контуру определено: оно связывается с током правилом правого винта. Таким образом, магнитный поток, создаваемый контуром через поверхность, ограниченную им самим, всегда положителен.

Поток вектора магнитной индукции Φ_B через произвольную поверхность S равен

$$\Phi_B = \int_S B_n dS = \int_S B \cos \alpha dS.$$

Для однородного поля и плоской поверхности, расположенной перпендикулярно вектору B , $B_n = B = \text{const}$ и

$$\Phi_B = BS.$$

Из этой формулы определяется единица магнитного потока вебер (Вб): 1 Вб — магнитный поток, проходящий сквозь плоскую поверхность площадью 1 м^2 , расположенную перпендикулярно однородному магнитному полю, индукция которого равна 1 Тл (1 Вб = 1 Тл·м²).

Теорема Гаусса: поток вектора магнитной индукции сквозь любую замкнутую поверхность равен нулю:

$$\oint_S B_n dS = \oint_S B \cos \alpha dS = 0.$$

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

В качестве примера рассчитаем поток вектора B сквозь соленоид. Магнитная индукция однородного поля внутри соленоида с сердечником с магнитной проницаемостью μ равна

$$B = \mu_0 \mu NI / l.$$

Магнитный поток сквозь один виток соленоида площадью S равен

$$\Phi_1 = BS,$$

а полный магнитный поток, сцепленный со всеми витками соленоида и называемый потокоцеплением,

$$\Psi = \Phi_1 N = NBS = \mu_0 \mu \frac{N^2 I}{l} S.$$

4. Работа по перемещению проводника и контура с током в магнитном поле

На проводник с током в магнитном поле действуют силы, определяемые законом Ампера. Если проводник не закреплен (например, одна из сторон контура изготовлена в виде подвижной перемычки, рис.4, то под действием силы Ампера он будет в магнитном

поле перемещаться. Следовательно, магнитное поле совершает работу по перемещению проводника с током.

Для определения этой работы рассмотрим проводник длиной l с током I (он может свободно перемещаться), помещенный в однородное внешнее магнитное поле, перпендикулярное плоскости контура. Сила, направление которой определяется по правилу левой руки, а значение — по закону Ампера, равна

$$F = IlB.$$

Под действием этой силы проводник переместится параллельно самому себе на отрезок dx из положения 1 в положение 2. Работа, совершаемая магнитным полем, равна

$$dA = Fdx = IlBdx = IBdS = Id\Phi,$$

так как $l dx = dS$ — площадь, пересекаемая проводником при его перемещении в магнитном поле, $BdS = d\Phi$ — поток вектора магнитной индукции, пронизывающий эту площадь.

Таким образом,

$$dA = Id\Phi,$$

т. е. работа по перемещению проводника с током в магнитном поле равна произведению силы тока на магнитный поток, *пересеченный движущимся проводником*. Полученная формула справедлива и для произвольного направления вектора B .

Вычислим работу по перемещению замкнутого контура с постоянным током I в магнитном поле. Предположим, что контур M перемещается в плоскости чертежа и в результате бесконечно малого перемещения займет положение M' , изображенное на рис. 5 штриховой линией. Направление тока в контуре (по часовой стрелке) и магнитного поля (перпендикулярно плоскости чертежа — за чертеж) указано на рисунке. Контур M мысленно разобьем на два соединенных своими концами проводника: ABC и CDA .

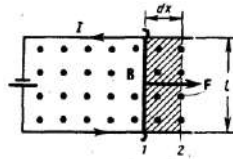


Рис.4

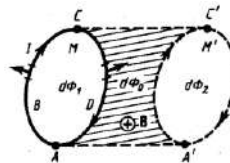


Рис.5

Работа dA , совершаемая силами Ампера при рассматриваемом перемещении контура в магнитном поле, равна алгебраической сумме работ по перемещению проводников ABC (dA_1) и CDA (dA_2), т. е.

$$dA = dA_1 + dA_2.$$

Силы, приложенные к участку CDA контура, образуют с направлением перемещения острые углы, поэтому совершаемая ими работа $dA_2 > 0$. Эта работа равна произведению силы тока I в контуре на пересеченный проводником CDA магнитный поток. Проводник CDA пересекает при своем движении поток $d\Phi_0$ сквозь поверхность, выполненную в цвете, и поток $d\Phi_2$, пронизывающий контур в его конечном положении. Следовательно,

$$dA_2 = I(d\Phi_0 + d\Phi_2).$$

Силы, действующие на участок ABC контура, образуют с направлением перемещения тупые углы, поэтому совершаемая ими работа $dA_1 < 0$. Проводник ABC пересекает при своем движении поток $d\Phi_0$ сквозь поверхность, выполненную в цвете, и поток $d\Phi_1$, пронизывающий контур в начальном положении. Следовательно,

$$dA_1 = -I(d\Phi_0 + d\Phi_1).$$

Подставляя, получим выражение для элементарной работы:

$$dA = I(d\Phi_2 - d\Phi_1),$$

где $d\Phi_2 - d\Phi_1 = d\Phi'$ — изменение магнитного потока сквозь площадь, ограниченную контуром с током. Таким образом,

$$dA = I d\Phi'.$$

Проинтегрировав это выражение, определим работу, совершаемую силами Ампера, при конечном произвольном перемещении контура в магнитном поле:

$$A = I \Delta \Phi,$$

т. е. работа по перемещению замкнутого контура с током в магнитном поле равна произведению силы тока в контуре на *изменение магнитного потока, сцепленного с контуром*. Эта формула остается справедливой для контура любой формы в произвольном магнитном поле.

1.21 Лекция № 21 (2 часа).

Тема: «Электромагнитная индукция»

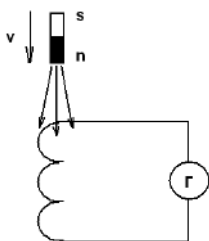
1.21.1 Вопросы лекции:

1. Электромагнитная индукция. Закон Фарадея.
2. Природа э. д. с. электромагнитной индукции. Гипотеза Максвелла.
3. Вращение рамки в магнитном поле. Генератор переменного тока.
4. Вихревые индукционные токи (токи Фуко), скин-эффект.

1.21.2 Краткое содержание вопросов

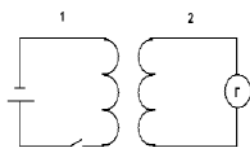
1. Явление электромагнитной индукции. Опыты Фарадея.

С момента открытия Эрстедом в 1820 году связи магнитного поля с током в этом направлении предпринимались многочисленные попытки. Английский учёный Майкл Фарадей после знакомства с трудами Эрстеда записал в своём рабочем дневнике: «Превратить магнетизм в электричество». Десять лет понадобилось Фарадею, чтобы решить эту задачу – в 1831 году им было открыто явление электромагнитной индукции. Говорят, всё это время в кармане рабочего халата он носил магнит, как напоминание о поставленной цели. Познакомимся с некоторыми опытами Фарадея, которые позволили ему сформулировать суть и основные закономерности электромагнитной индукции. Первый опыт Фарадея:



При приближении или удалении магнита в катушке возникает ток, регистрируемый гальванометром. Токи, возникающие при приближении и удалении магнита противоположны по направлению. Чем быстрее приближается или удаляется магнит, тем сильнее отклоняется стрелка гальванометра.

Второй опыт Фарадея:



При включении или выключении тока в одной катушке, во второй катушке, находящийся вблизи от неё, появляется индукционный ток. Токи, возникающие при замыкании и размыкании цепи, имеют противоположные направления.

В каждом из этих опытов индукционный ток возникал при изменении индукции магнитного поля, создаваемого либо постоянным магнитом (опыт 1), либо током, протекающим по первой катушке (опыт 2), а, следовательно, при изменении магнитного потока через поверхность, ограниченную витками катушки, в которой индуцировался ток.

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos \alpha$$

Можно показать, что аналогичный результат получится, если изменять магнитный поток другим способом, например, меняя угол между вектором B и нормалью к плоскости витка (опыт с моделью генератора переменного тока).

Таким образом, мы можем сделать тот же вывод, что Майкл Фарадей:

При любом изменении потока магнитной индукции через поверхность, ограниченную замкнутым контуром, в этом контуре возникает индукционный ток.

В этом заключается суть явления электромагнитной индукции.

Величина индукционного тока не зависит от способа изменения магнитного потока, а определяется лишь скоростью его изменения.

Возникновение индукционного тока указывает на наличие в контуре электродвижущей силы – электродвижущей силы индукции ε_i . Фарадей экспериментально установил зависимость ε_i от скорости изменения магнитного потока. Этот закон так и называется – Закон Фарадея для электромагнитной индукции.

Э. Д. С. Индукции в контуре равна по величине и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную этим контуром.

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt}$$

Этот закон универсален, применим при любых изменениях магнитного потока.

Аналогичный результат можно получить, применив к явлению электромагнитной индукции закон сохранения энергии.

Сторонние силы источника тока совершают работу

$$dA_{cm} = \varepsilon \cdot dq = \varepsilon \cdot I \cdot dt.$$

По закону сохранения и превращения энергии за счёт работы внешних сил проводник с током перемещается в магнитном поле и при этом проводнике выделяется джоулево тепло:

$$\varepsilon \cdot I \cdot dt = I \cdot d\Phi + I^2 \cdot R \cdot dt$$

Выразим силу тока I из закона сохранения энергии:

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R}$$

Однако по второму закону Кирхгофа падение напряжения в контуре равно алгебраической сумме Э. Д. С. в этом контуре

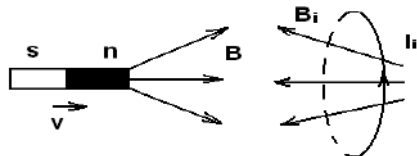
$$IR = \varepsilon + \varepsilon_i \quad \text{или} \quad I = \frac{\varepsilon + \varepsilon_i}{R}$$

Сравнивая два выражения для силы тока, делаем вывод:

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt}$$

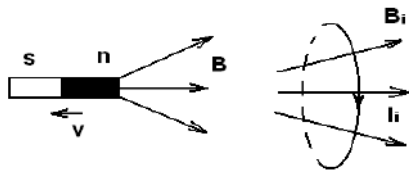
Знак (-) в формуле закона Фарадея является математическим выражением правила Ленца – общего правила для определения направления индукционного тока.

Воспользуемся прибором Ленца.



$$\frac{d\Phi}{dt} > 0 \quad \varepsilon_i < 0$$

Кольцо отталкивается от магнита при его приближении.



$$\frac{d\Phi}{dt} < 0 \quad \varepsilon_i > 0$$

Кольцо притягивается к магниту при его удалении.

Правило Ленца:

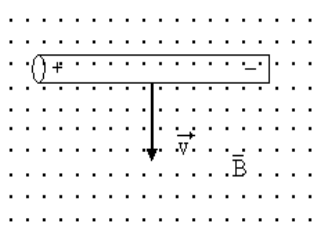
Индукционный ток в контуре всегда имеет такое направление, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызвавшего этот индукционный ток.

Правило Ленца находится в полном соответствии с законом сохранения энергии – работа, совершаемая по приближению магнита к кольцу против сил отталкивания, идёт на создание тока в кольце. В противном случае кинетическая энергия магнита и энергия тока возникали бы из ничего, без затрат энергии.

2. Природа Э. Д. С. индукции

Ни в законе Фарадея, ни в правиле Ленца нет указаний на то, каким способом изменяется магнитный поток, то есть они универсальны. Однако механизм возникновения индукционного тока различен. Все случаи электромагнитной индукции по способу изменения магнитного потока можно разделить на две группы:

1) Проводник движется в магнитном поле (вращение рамки, изменение площади контура, деформация контура).



Вместе с проводником движутся находящиеся в нём свободные заряды. Под действием силы Лоренца эти заряды начинают перемещаться вдоль проводника, создавая на его концах разность потенциалов, а если контур замкнут – то индукционный ток. Так, на концах крыльев самолёта, летящего в магнитном поле Земли, возникает разность потенциалов. По этой же причине возникает Э.Д.С. индукции

во вращающейся обмотке генератора переменного тока. *Причиной возникновения Э.Д.С. индукции в движущихся проводниках является сила Лоренца.*

2) Контур неподвижен, а магнитное поле, в котором он находится, изменяется (приближение и удаление магнита, изменение силы тока в катушке).

Если контур неподвижен, магнитное поле бессильно, так как на неподвижные заряды сила Лоренца не действует и ток в контуре создать не может. Сам Фарадей этот случай электромагнитной индукции объяснить не смог. Позже Максвеллом было высказано предположение, что переменное магнитное поле способно порождать вихревое электрическое поле, которое и приводит в движение свободные электрические заряды в проводнике.

Впоследствии это предположение блестяще подтвердилось, и Максвеллом была разработана теория единого электромагнитного поля.

3. Вращение рамки в магнитном поле. Генератор переменного тока.

Явление электромагнитной индукции применяется для преобразования механической энергии в энергию электрического тока. Для этой цели используются генераторы, принцип действия которых можно рассмотреть на примере плоской рамки, вращающейся в однородном магнитном поле (рис.1).

Предположим, что рамка вращается в однородном магнитном поле ($B = \text{const}$) равномерно с угловой скоростью $\omega = \text{const}$. Магнитный поток, сцепленный с рамкой площадью S , в любой момент времени t , согласно, равен

$$\Phi = B_p S = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t,$$

где $\alpha = \omega t$ — угол поворота рамки в момент времени t

При вращении рамки в ней будет возникать переменная э.д.с. индукции

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t,$$

изменяющаяся со временем по гармоническому закону. При $\sin \omega t = 1$ э.д.с. $\mathcal{E}_i$ максимальна, то есть

$$\mathcal{E}_{\max} = BS\omega.$$

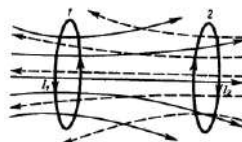
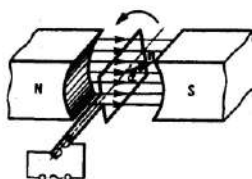
Это уравнение можно записать в виде

$$\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_{\max} \sin \omega t.$$

Таким образом, если в однородном магнитном поле равномерно вращается рамка, то в ней возникает переменная э.д.с., изменяющаяся по гармоническому закону.

Из формулы вытекает, что $\mathcal{E}_{\max}$ (следовательно, и э.д.с. индукции) находится в прямой зависимости от величин ω , B и S . В России принята стандартная частота тока $\nu = \omega/(2\pi) = 50$ Гц, поэтому возможно лишь увеличение двух остальных величин. Для увеличения B применяют мощные постоянные магниты или в электромагнитах пропускают значительный ток, а также внутрь электромагнита помещают сердечники из материалов с большой магнитной проницаемостью μ . Если вращать не один, а ряд витков, соединенных последовательно, то тем самым увеличивается S . Переменное напряжение снимается с вращающегося витка с помощью щеток, схематически изображенных на рис. 1

Процесс превращения механической энергии в электрическую обратим. Если по рамке, помещенной в магнитное поле, пропускать электрический ток, то на нее будет действовать вращающий момент и рамка начнет вращаться. На этом принципе основана работа электродвигателей, предназначенных для превращения электрической энергии в механическую.



4. Вихревые индукционные токи (токи Фуко), скин-эффект.

Индукционные токи возникают не только в линейных проводниках. В толще массивных проводников эти токи особенно велики вследствие малого сопротивления. Так как электрическое поле, возникающее при изменении индукции магнитного, вихревое (силовые линии замкнуты), и индукционные токи будут вихревыми.

Замкнутые индукционные токи, возникающие в массивных проводниках, называются вихревыми токами или токами Фуко.

Это явление, как и любое другое может играть как негативную, так и позитивную роль.

I. Где токи Фуко не нужны и необходимо свести их к минимуму?

1) Вызывают нагревание сердечников трансформаторов, генераторов, электромагнитов. Это приводит к потерям энергии, и, кроме того, при нагревании выше точки Кюри ферромагнитные сердечники теряют свою способность усиливать магнитную индукцию и магнитный поток в сердечнике падает. Для сведения к минимуму вредного влияния вихревых токов:

а) Если частота ν невелика (50 Гц) сердечники делают не сплошными, а набирают из отдельных листов, изолированных друг от друга так, чтобы сопротивление сердечника в направлении движения вихревых токов было максимальным. Обычный сетевой ток имеет частоту 50 Гц, и данный способ защиты от токов Фуко является достаточным.

б) Радиоэлектронная аппаратура работает в области высоких частот (10^6 - 10^9 Гц). Здесь применение сердечников катушек из отдельных пластин уже не даёт нужного эффекта, так как большие токи Фуко возникают в каждой пластине. Для увеличения сопротивления магнитных цепей применяют магнито-диэлектрики – спрессованные под большим давлением смеси порошкообразных ферромагнитов и диэлектриков. Используются также ферриты – полупроводниковые ферромагнетики, удельное сопротивление которых превосходит удельное сопротивление проводников в 10^9 раз.

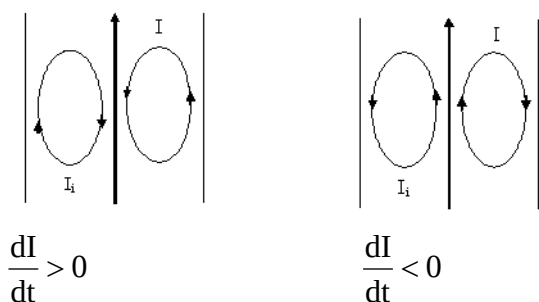
II. Использование токов Фуко

а) Используется в первую очередь тепловое действие вихревых токов. Тепловой эффект вихревых токов используется в индукционных электропечах. Электропечь представляет собой тигель, помещенный внутрь катушки, в которой пропускается ток высокой частоты. Вихревые токи возникают в самом веществе, предназначенном для плавки, и разогревают его. Этот способ позволяет получить сверхчистые материалы, так как может осуществляться не только в отсутствие посторонних веществ, но даже в вакууме.

Так как количество теплоты, выделяемое вихревыми токами в единицу времени в единице объёма проводника прямо пропорционально квадрату частоты изменения магнитного поля, для выделения больших количеств теплоты применяют токи высокой частоты (порядка 10^9 Гц). По этому же принципу работает микроволновая печь. Но здесь мы не ставим цель расплавить что-нибудь, поэтому в микроволновую печь запрещается ставить металлические предметы и даже посуду с металлическими каёмками.

б) *Другое распространенное применение токов Фуко – электромагнитное демпфирование (гашение) колебаний.* К стрелке прибора (амперметра, вольтметра) прикрепляется пластинка из немагнитного материала (меди или алюминия). При колебаниях стрелки маятник (пластинка) пересекает линии магнитной индукции между полюсами магнита, и в маятнике возникают вихревые токи. В соответствии с правилом Ленца, когда маятник выходит из зазора между полюсами, он в поле втягивается, при приближении – отталкивается. В результате колебания быстро затухают, (механическая энергия колебаний переходит в энергию вихревых токов и, в итоге, в джоулево тепло).

в) Скин-эффект (skin – кожа, кожура). В проводах, по которым текут переменные токи, также возникают индукционные вихревые токи Фуко.



Направление вихревых токов (подчиняющееся правилу Ленца) таково, что они противодействуют изменению первичного тока внутри проводника и способствует его изменению вблизи поверхности. Так как интенсивность переменного тока, как и любого колебательного процесса, определяется его амплитудой, можно сказать, что переменный ток течёт преимущественно в тонком поверхностном слое проводника.

Скин-эффект проявляется в том, что плотность переменного тока максимальна на поверхности проводника и минимальна на его оси.

Чем выше частота тока, тем тоньше слой, в котором он протекает.

Как используется скин-эффект?

а) В силу скин-эффекта проводники в высокочастотных схемах не имеет смысла делать сплошными. Для уменьшения сопротивления надо увеличивать их поверхность, а не сечение, то есть делать проводники в виде полых трубок. В электропечах этим

пользуются, охлаждая трубки катушки, по которым идёт ток высокой частоты, с помощью воды, циркулирующей внутри трубок.

б) Токи высокой частоты используются для поверхностной заправки деталей машин (ТВЧ). В мощном переменном поле поверхностный слой металла разогревается очень быстро, но основная масса металла остаётся холодной. При быстром охлаждении деталь приобретает твердую поверхность, но не становится хрупкой, так как металл под тонким закалённым слоем сохраняет свою вязкость. Меняя частоту поля, можно производить заправку на любую необходимую глубину.

1.22 Лекция № 22 (2 часа).

Тема: «Самоиндукция и взаимная индукция»

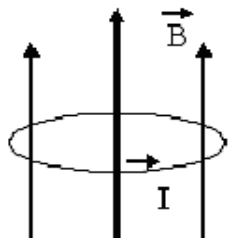
1.22.1 Вопросы лекции:

1. Самоиндукция.
2. Токи при замыкании и размыкании цепи.
3. Взаимная индукция.
4. Энергия контура с током. Энергия магнитного поля.

1.22.2 Краткое содержание вопросов

1. Самоиндукция

Частным случаем электромагнитной индукции является самоиндукция. Самоиндукция – это возникновение Э.Д.С. индукции в контуре при изменении силы тока в этом же контуре.



При изменении силы тока в контуре изменяется индукция создаваемого током магнитного поля, что приводит к изменению магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром. Изменение магнитного потока, сцепленного с контуром, в свою очередь, приведёт к возникновению Э.Д.С. индукции в этом контуре

$$\Phi \sim B \sim I \quad \Phi = L \cdot I \quad L - \text{индуктивность контура.}$$

Магнитный поток, сцепленный с контуром, пропорционален силе тока в контуре.

Если $I=1\text{А}$, то $\Phi=L$

Индуктивность контура равна магнитному потоку, сцепленному с контуром, при силе тока в контуре 1А.

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{1\text{Вб}}{1\text{А}} = 1\text{Гн} \quad (\text{Генри})$$

Применим к явлению самоиндукции закон Фарадея

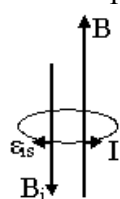
$$\varepsilon_{is} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad \varepsilon_{is} = -\frac{d(L \cdot I)}{dt} \quad \varepsilon_{is} = -\left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}\right)$$

Если $L=\text{const}$, то $\frac{dL}{dt} = 0$ ε_{is} – Э.Д.С. самоиндукции.

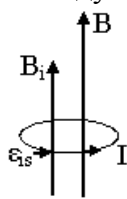
$$\boxed{\varepsilon_{is} = -L \cdot \frac{dI}{dt}} - \text{Закон Фарадея для самоиндукции.}$$

Э.Д.С. самоиндукции в контуре прямопропорциональна скорости изменения силы тока в этом контуре.

Применим к явлению самоиндукции правило Ленца.



$$\frac{dI}{dt} > 0 \quad \varepsilon_{is} < 0$$



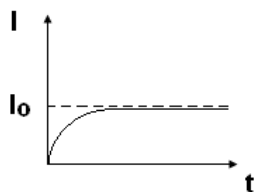
$$\frac{dI}{dt} < 0 \quad \varepsilon_{is} > 0$$

При любом изменении силы тока в контуре возникает Э.Д.С. самоиндукции, препятствующая этому изменению.

2. Токи при замыкании и размыкании цепи

Таким образом, контур, обладающий индуктивностью, приобретает электрическую инертность, которая тем сильнее выражена, чем больше L . Вследствие этого, при замыкании цепи ток в цепи устанавливается не сразу, а при выключении источника – не мгновенно исчезает.

Замыкание цепи



$$I_0 = \frac{\varepsilon}{R}$$

$$I_t = I_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right)$$

ε – Э.Д.С. источника тока

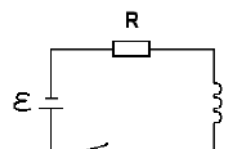
R – сопротивление цепи

L – индуктивность

Размыкание цепи



$$I_t = I_0 \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$$



Дополнительные токи, возникающие в контуре при изменении в нём силы тока, называются экстратоками самоиндукции. При резком размыкании цепи, обладающей большой индуктивностью, экстратоки самоиндукции могут во много раз превышать ток, создаваемый источником тока. Во избежание этого силу тока в таких случаях уменьшают постепенно с помощью реостата.

3. Взаимная индукция

Рассмотрим два неподвижных контура (1 и 2), расположенных достаточно близко друг от друга (рис.2). Если в контуре 1 течет ток I_1 , то магнитный поток, создаваемый этим током (поле, создающее этот поток, на рисунке изображено сплошными линиями), пропорционален I_1 . Обозначим через Φ_{21} ту часть потока, которая пронизывает контур 2.

$$\Phi_{21} = L_{21} I_1,$$

где L_{12} — коэффициент пропорциональности.

Если ток I_1 изменяется, то в контуре 2 индуцируется э.д.с. $\mathcal{E}_{12}$, которая по закону Фарадея равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока Φ_{21} , созданного током в первом контуре и пронизывающего второй:

$$\mathcal{E}_1 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}.$$

Аналогично, при протекании в контуре 2 тока I_2 магнитный поток пронизывает первый контур. Если Φ_{12} — часть этого потока, пронизывающего контур 1, то

$$\Phi_{12} = L_{12}I_2.$$

Если ток I_2 изменяется, то в контуре 1 индуцируется э.д.с. $\mathcal{E}_{11}$, которая равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока Φ_{12} , созданного током во втором контуре и пронизывающего первый:

$$\mathcal{E}_{11} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}.$$

Явление возникновения э.д.с. в одном из контуров при изменении силы тока в другом называется взаимной индукцией. Коэффициенты пропорциональности L_{21} и L_{12} называются взаимной индуктивностью контуров. Расчеты, подтверждаемые опытом, показывают, что L_{21} и L_{12} равны друг другу

$$L_{12} = L_{21}.$$

Коэффициенты L_{12} и L_{21} зависят от геометрической формы, размеров, взаимного расположения контуров и от магнитной проницаемости, окружающей контуры среды. Единица взаимной индуктивности та же, что и для индуктивности, — генри (Гн).

Трансформаторы

Принцип действия трансформаторов, применяемых для повышения или понижения напряжения переменного тока, основан на явлении взаимной индукции. Впервые трансформаторы были сконструированы и введены в практику русским электротехником П.Н. Яблочковым и русским физиком И.Ф. Усагиным. Принципиальная схема трансформатора показана на рис.3 и 4. Первичная и вторичная катушки (обмотки), имеющие соответственно N_1 и N_2 витков, укреплены на замкнутом железном сердечнике. Так как концы первичной обмотки присоединены к источнику переменного напряжения с э.д.с. $\mathcal{E}_1$, то в ней возникает переменный ток I_1 , создающий в сердечнике трансформатора переменный магнитный поток Φ , который практически полностью локализован в железном сердечнике и, следовательно, почти целиком пронизывает витки вторичной обмотки. Изменение этого потока вызывает во вторичной обмотке появление э.д.с. взаимной индукции, а в первичной — э.д.с. самоиндукции.

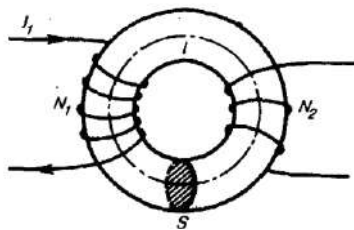


Рис.3

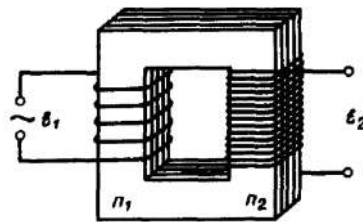


Рис.4

Ток I_1 первичной обмотки определяется согласно закону Ома:

$$\mathcal{E}_1 - \frac{d}{dt}(N_1\Phi) = I_1 R_1,$$

где R_1 — сопротивление первичной обмотки. Падение напряжения $I_1 R_1$ на сопротивлении R_1 при быстропеременных полях мало по сравнению с каждой из двух э.д.с., поэтому

$$\mathcal{E}_1 \approx N_1 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Э.д.с. взаимной индукции, возникающая во вторичной обмотке, равна

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d(N_2\Phi)}{dt} = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Э.д.с., возникающая во вторичной обмотке, равна

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{N_2}{N_1} \mathcal{E}_1,$$

где знак минус показывает, что э.д.с. в первичной и вторичной обмотках противоположны по фазе.

Отношение числа витков N_2/N_1 , показывающее, во сколько раз э.д.с. во вторичной обмотке трансформатора больше (или меньше), чем в первичной, называется коэффициентом трансформации.

Пренебрегая потерями энергии, которые в современных трансформаторах не превышают 2% и связаны в основном с выделением в обмотках джоулевой теплоты и появлением вихревых токов, и применяя закон сохранения энергии, можем записать, что мощности тока в обеих обмотках трансформатора практически одинаковы:

$$\mathcal{E}_2 I_2 \approx \mathcal{E}_1 I_1,$$

откуда, найдем

$$\mathcal{E}_2 / \mathcal{E}_1 = I_1 / I_2 = N_2 / N_1,$$

т. е. токи в обмотках обратно пропорциональны числу витков в этих обмотках.

Если $N_2/N_1 > 1$, то имеем дело с повышающим трансформатором, увеличивающим переменную э.д.с. и понижающим ток (применяются, например, для передачи электроэнергии на большие расстояния, так как в данном случае потери на джоулеву теплоту, пропорциональные квадрату силы тока, снижаются); если $N_2/N_1 < 1$, то имеем дело с понижающим трансформатором, уменьшающим э.д.с. и повышающим ток (применяются, например, при электросварке, так как для нее требуется большой ток при низком напряжении).

Трансформаторы, используемые в радиоустройствах, имеют 4—5 обмоток, обладающих разными рабочими напряжениями. Трансформатор, состоящий из одной обмотки, называется автотрансформатором. В случае повышающего автотрансформатора э.д.с. подводится к части обмотки, а вторичная э.д.с. снимается со всей обмотки. В понижающем автотрансформаторе напряжение сети подается на всю обмотку, а вторичная э.д.с. снимается с части обмотки.

4. Энергия магнитного поля

Проводник, по которому протекает электрический ток, всегда окружен магнитным полем, причем магнитное поле появляется и исчезает вместе с появлением и исчезновением тока. Магнитное поле, подобно электрическому, является носителем энергии. Естественно предположить, что энергия магнитного поля равна работе, которая затрачивается током на создание этого поля.

Рассмотрим контур индуктивностью L , по которому течет ток I . С данным контуром сцеплен магнитный поток $\Phi = LI$, причем при изменении тока на dI магнитный поток изменяется на $d\Phi = LdI$. Однако для изменения магнитного потока на величину $d\Phi$ необходимо совершить работу $dA = Id\Phi = LI dI$. Тогда работа по созданию магнитного потока Φ будет равна

$$A = \int_0^I LI dI = LI^2/2.$$

Следовательно, энергия магнитного поля, связанного с контуром,

$$W = LI^2/2.$$

Энергию магнитного поля можно представить, как функцию величин, характеризующих это поле в окружающем пространстве. Для этого рассмотрим частный случай — однородное магнитное поле внутри длинного соленоида. Подставив в формулу для энергии магнитного поля выражение индуктивности длинного соленоида, получим

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 \mu \frac{N^2 I^2}{l} S.$$

Так как $I = Bl/(\mu_0 \mu N)$ и $B = \mu_0 \mu H$, то

$$W = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} V = \frac{BH}{2} V,$$

где $SV = V$ — объем соленоида.

Магнитное поле соленоида однородно и сосредоточено внутри него, поэтому энергия заключена в объеме соленоида и распределена в нем с постоянной объемной плотностью

$$w = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} = \frac{\mu_0\mu H^2}{2} = \frac{BH}{2}.$$

Выражение для объемной плотности энергии магнитного поля имеет вид, аналогичный формуле для объемной плотности энергии электростатического поля, с той разницей, что электрические величины заменены в нем магнитными. Эта формула выведена для однородного поля, но она справедлива и для неоднородных полей. Выражение справедливо только для сред, для которых зависимость B от H линейная, т.е. оно относится только к пара- и диамагнетикам.

1.23 Лекция № 23 (2 часа).

Тема: «Магнитное поле в веществе»

1.23.1 Вопросы лекции:

1. Магнитные моменты атомов. Теория диамагнетизма и парамагнетизма.
2. Ферромагнетики и их свойства.
3. Применение ферромагнитных веществ в технике.

1.23.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Магнитные моменты электронов и атомов. Теория диамагнетизма и парамагнетизма.

Согласно гипотезе Ампера, в любом теле существуют микроскопические токи, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах.

Для качественного объяснения магнитных явлений с достаточным приближением можно считать, что электрон движется в атоме по круговым орбитам. Электрон, движущийся по одной из таких орбит, эквивалентен круговому току, поэтому он обладает орбитальным магнитным моментом $p_m = ISn$, модуль которого равен

$$p_m = IS = evS,$$

где $I = ev$ — сила тока, v — частота вращения электрона по орбите, S — площадь орбиты. Если электрон движется по часовой стрелке (рис.1), то ток направлен против часовой стрелки и вектор p_m (в соответствии с правилом правого винта) направлен перпендикулярно плоскости орбиты электрона, как указано на рисунке.

С другой стороны, движущийся по орбите электрон обладает механическим моментом импульса L_e , модуль которого равен,

$$L_e = mvr = 2\pi mvS,$$

где $v = 2\pi\nu$, $\pi r^2 = S$. Вектор L_e (его направление также определяется по правилу правого винта) называется орбитальным механическим моментом электрона.

Из рис.1 следует, что направления p_m и L_e , противоположны, поэтому

$$p_m = - \frac{e}{2m} L_e \approx gL_e,$$

где величина

$$g = - \frac{e}{2m}$$

называется гиромангнитным отношением орбитальных моментов (общепринято писать со знаком «—», указывающим на то, что направления моментов противоположны). Это отношение, определяемое универсальными постоянными, одинаково для любой орбиты,

хотя для разных орбит значения v и r различны. Эта формула выведена для круговой орбиты, но она справедлива и для эллиптических орбит.

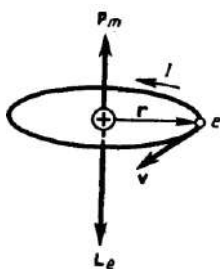


Рис.1

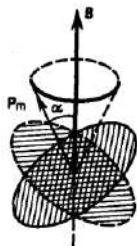


Рис.2

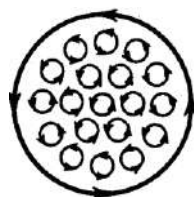


Рис.3

Для объяснения этого результата, имевшего большое значение для дальнейшего развития физики, было предположено, а впоследствии доказано, что кроме орбитальных моментов электрон обладает собственным механическим моментом импульса L_{es} , называемым спином. Считалось, что спин обусловлен вращением электрона вокруг своей оси, что привело к целому ряду противоречий. В настоящее время установлено, что спин является неотъемлемым свойством электрона, подобно его заряду и массе. Спину электрона L_{es} , соответствует собственный (сотовый) магнитный момент p_{ms} , пропорциональный L_{es} и направленный в противоположную сторону:

$$p_{ms} = -g_s L_{es}.$$

Величина g_s называется гиромагнитным отношением спиновых моментов. Проекция собственного магнитного момента на направление вектора B может принимать только одно из следующих двух значений:

$$p_{msB} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B,$$

где $\hbar = h/(2\pi)$ (h —постоянная Планка), μ_B —магнетон Бора, являющийся единицей магнитного момента электрона.

В общем случае магнитный момент электрона складывается из орбитального и спинового магнитных моментов. Магнитный момент атома, следовательно, складывается из магнитных моментов входящих в его состав электронов и магнитного момента ядра (обусловлен магнитными моментами входящих в ядро протонов и нейтронов). Однако магнитные моменты ядер в тысячи раз меньше магнитных моментов электронов, поэтому ими пренебрегают. Таким образом, общий магнитный момент атома (молекулы) p_a равен векторной сумме магнитных моментов (орбитальных и спиновых) входящих в атом (молекулу) электронов:

$$p_a = \sum p_{or} + \sum p_{ms}.$$

Природа диа- и парамагнетизма

Всякое вещество является магнетиком, т. е. оно способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться). Для понимания механизма этого явления необходимо рассмотреть действие магнитного поля на движущиеся в атоме электроны.

Пусть электрон в атоме движется по круговой орбите. Если орбита электрона ориентирована относительно вектора B произвольным образом, составляя с ним угол α , то можно доказать, что она приходит в такое движение вокруг B , при котором вектор магнитного момента p_m , сохраняя постоянным угол α , вращается вокруг вектора B с некоторой угловой скоростью. Такое движение в механике называется прецессией. Прецессию вокруг вертикальной оси, проходящей через точку опоры, совершает, например, диск волчка при замедлении движения.

Таким образом, электронные орбиты атома под действием внешнего магнитного поля совершают прецессионное движение, которое эквивалентно круговому току. Так как

этот микроток индуцирован внешним магнитным полем, то, согласно правилу Ленца, у атома появляется составляющая магнитного поля, направленная противоположно внешнему полю. Наведенные составляющие магнитных полей атомов (молекул) складываются и образуют собственное магнитное поле вещества, ослабляющее внешнее магнитное поле. Этот эффект получил название диамагнитного эффекта, а вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле против направления поля, называются диамагнетиками.

Так как диамагнитный эффект обусловлен действием внешнего магнитного поля на электроны атомов вещества, то диамагнетизм свойствен всем веществам. Однако наряду с диамагнитными веществами существуют и парамагнитные — вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле по направлению поля.

У парамагнитных веществ при отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов не компенсируют друг друга, и атомы (молекулы) парамагнетиков всегда обладают магнитным моментом. Однако вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы беспорядочно, поэтому парамагнитные вещества магнитными свойствами не обладают. При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле устанавливается *преимущественная* ориентация магнитных моментов атомов по полю (полной ориентации препятствует тепловое движение атомов). Таким образом, парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное поле, совпадающее по направлению с внешним полем и усиливающее его. Этот эффект называется парамагнитным. При ослаблении внешнего магнитного поля до нуля ориентация магнитных моментов вследствие теплового движения нарушается и парамагнетик размагничивается. К парамагнетикам относятся редкоземельные элементы, Pt, Al и т.д. Диамагнитный эффект наблюдается и в парамагнетиках, но он значительно слабее парамагнитного и поэтому остается незаметным.

Подводя итог отметим, что атомы всех веществ являются носителями диамагнитных свойств. Если магнитный момент атомов велик, то парамагнитные свойства преобладают над диамагнитными и вещество является парамагнетиком; если магнитный момент атомов мал, то преобладают диамагнитные свойства и вещество является диамагнетиком.

Намагниченность. Магнитное поле в веществе

Для количественного описания намагничивания магнетиков вводят векторную величину — намагниченность, определяемую магнитным моментом единицы объема магнетика:

$$\mathbf{J} = \mathbf{P}_m / V = \sum \mathbf{p}_i / V,$$

где $\mathbf{P}_m = \sum \mathbf{p}_i$ — магнитный момент магнетика, представляющий собой векторную сумму магнитных моментов отдельных молекул.

Магнитное поле в веществе складывается из двух полей: внешнего поля, создаваемого током, и поля, создаваемого намагниченным веществом. Тогда можем записать, что вектор магнитной индукции результирующего магнитного поля в магнетике равен векторной сумме магнитных индукций внешнего поля $\mathbf{B}_0$ (поля, создаваемого намагничивающим током в вакууме) и поля микротоков $\mathbf{B}'$ (поля, создаваемого молекулярными токами):

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}',$$

Для описания поля, создаваемого молекулярными токами, рассмотрим магнетик в виде кругового цилиндра сечения S и длины l , внесенного в однородное внешнее магнитное поле с индукцией B_0 . Возникающее в магнетике магнитное поле молекулярных токов будет направлено противоположно внешнему полю для диамагнетиков и совпадать с ним по направлению для парамагнетиков. Плоскости всех молекулярных токов расположатся перпендикулярно вектору B_0 , так как векторы их магнитных моментов $\mathbf{p}_m$ антипараллельны вектору B_0 (для диамагнетиков) и параллельны B_0 (для парамагнетиков). Если рассмотреть любое сечение цилиндра, перпендикулярное его оси, то во внутренних участках сечения магнетика молекулярные токи соседних атомов направлены навстречу

друг другу и взаимно компенсируются (рис.3). Нескомпенсированными будут лишь молекулярные токи, выходящие на боковую поверхность цилиндра.

Ток, текущий по боковой поверхности цилиндра, подобен току в соленоиде и создает внутри него поле, магнитную индукцию B' которого можно вычислить для $N = 1$ (соленоид из одного витка):

$$B' = \mu_0 I' / l,$$

где I' — сила молекулярного тока, l — длина рассматриваемого цилиндра, а магнитная проницаемость μ принята равной единице.

С другой стороны, I'/l — ток, приходящийся на единицу длины цилиндра, или его линейная плотность, поэтому магнитный момент этого тока $p = I' l S / l = I' V / l$, где V — объем магнетика. Если P — магнитный момент магнетика объемом V , то намагниченность магнетика и магнитная индукция равны

$$J = P / V = I' / l.$$

$$B' = \mu_0 J.$$

Подставив выражения для B_0 и B' , получим $B = \mu_0 H + \mu_0 J = \mu_0 (H + J)$, или $\frac{B}{\mu_0} = H + J$.

Как показывает опыт, в несильных полях намагниченность прямо пропорциональна напряженности поля, вызывающего намагничение, то есть $J = \chi H$,

где χ — безразмерная величина, называемая магнитной восприимчивостью вещества. Для диамагнетиков χ отрицательна (поле молекулярных токов противоположно внешнему), для парамагнетиков — положительна (поле молекулярных токов совпадает с внешним). Выражение для магнитной индукции можно записать в виде

$$B = \mu_0 (1 + \chi) H, \quad H = \frac{B}{\mu_0 (1 + \chi)}.$$

Безразмерная величина $\mu = 1 + \chi$ представляет собой магнитную проницаемость вещества. Отсюда следует соотношение $B = \mu_0 \mu H$, которое ранее постулировалось.

Так как абсолютное значение магнитной восприимчивости для диа- и парамагнетиков очень мало (порядка 10^{-4} — 10^{-6}), то для них μ незначительно отличается от единицы. Это просто понять, так как магнитное поле молекулярных токов значительно слабее намагничивающего поля. Таким образом, для диамагнетиков $\chi < 0$ и $\mu < 1$, для парамагнетиков $\chi > 0$ и $\mu > 1$.

3.2 Закон полного тока для магнитного поля в веществе (теорема о циркуляции вектора B): выражается соотношением:

$$\oint_L B dl = \oint_L B_l dl = \mu_0 (I + I'),$$

где I и I' — соответственно алгебраические суммы макротоков (токов проводимости) и микротоков (молекулярных токов), охватываемых произвольным замкнутым контуром L . Таким образом, циркуляция вектора магнитной индукции B по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости и молекулярных токов, охватываемых этим контуром, умноженной на магнитную постоянную. Вектор B , таким образом, характеризует результирующее поле, созданное как макроскопическими токами в проводниках (токами проводимости), так и микроскопическими токами в магнетиках, поэтому линии вектора магнитной индукции B не имеют источников и являются замкнутыми.

Из теории известно, что циркуляция намагниченности J по произвольному замкнутому контуру L равна алгебраической сумме молекулярных токов, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \mathbf{J} d\mathbf{l} = I'.$$

Тогда закон полного тока для магнитного поля в веществе можно записать также в виде

$$\oint_L \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \right) d\mathbf{l} = I,$$

где I , подчеркнем это *еще* раз, есть алгебраическая сумма токов проводимости.

Выражение, стоящее в скобках в, введенный ранее вектор $\mathbf{H}$ напряженности магнитного поля. Итак, циркуляция вектора $\mathbf{H}$ по произвольному замкнутому контуру L равна алгебраической сумме токов проводимости, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = I.$$

Это выражение и представляет собой теорему о циркуляции вектора $\mathbf{H}$.

2. Ферромагнетики и их свойства.

Помимо рассмотренных двух классов веществ — диа- и парамагнетиков, называемых слабомагнитными веществами, существуют еще сильномагнитные вещества — ферромагнетики — вещества, обладающие спонтанной намагниченностью, т. е. они намагничены даже при отсутствии внешнего магнитного поля. К ферромагнетикам кроме основного их представителя — железа (от него и идет название «ферромагнетизм») — относятся, например, кобальт, никель, гадолиний, их сплавы и соединения.

Ферромагнетики помимо способности сильно намагничиваться обладают еще и другими свойствами, существенно отличающими их от диа- и парамагнетиков. Если для слабомагнитных веществ зависимость J от H линейна, то для ферромагнетиков эта зависимость является довольно сложной. По мере возрастания H намагниченность J сначала растет быстро, затем медленнее и, наконец, достигается так называемое магнитное насыщение $J_{\text{нас}}$, уже не зависящее от напряженности поля. Подобный характер зависимости J от H можно объяснить тем, что по мере увеличения намагничивающего поля увеличивается степень ориентации молекулярных магнитных моментов по полю, однако этот процесс начнет замедляться, когда остается все меньше и меньше неориентированных моментов, и, наконец, когда все моменты будут ориентированы по полю, дальнейшее увеличение J прекращается и наступает магнитное насыщение.

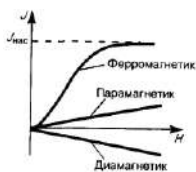


Рис. 6

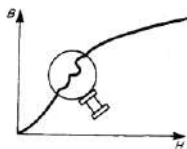


Рис. 4

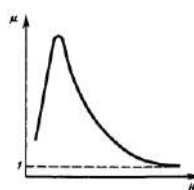
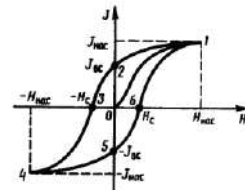


Рис. 5



Характерная особенность ферромагнетиков состоит также в том, что для них зависимость J от H (а, следовательно, и B от H) определяется предысторией намагничивания ферромагнетика. Это явление получило название магнитного гистерезиса. Если намагнитить ферромагнетик до насыщения (точка 1, рис. 6), а затем начать уменьшать напряженность H намагничивающего поля, то, как показывает опыт, уменьшение J описывается кривой 1—2, лежащей выше кривой 1—0. При $H = 0$ J отличается от нуля, т. е. в ферромагнетике наблюдается остаточное намагничение $J_{\text{ос}}$. С наличием остаточного намагничивания связано существование постоянных магнитов. Намагничивание обращается в нуль под действием поля H_c , имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничивание. Напряженность H_c называется коэрцитивной силой. При дальнейшем увеличении противоположного поля ферромагнетик перемагничивается (кривая 3—4), и при $H = -H_{\text{нас}}$ достигается насыщение (точка 4). Затем ферромагнетик

можно опять размагнитить (кривая 4—5—6) и вновь перемагнитить до насыщения (кривая 6—7).

Таким образом, при действии на ферромагнетик переменного магнитного поля намагниченность J изменяется в соответствии с кривой 1—2—3—4—5—6—1, которая называется петлей гистерезиса (от греч. «запаздывание»). Гистерезис приводит к тому, что намагничение ферромагнетика не является однозначной функцией H , т.е. одному и тому же значению H соответствует несколько значений J .

Различные ферромагнетики дают разные гистерезисные петли. Ферромагнетики с малой (в пределах от нескольких тысячных до 1—2 А/см) коэрцитивной силой H_c (с узкой петлей гистерезиса) называются мягкими, а с большой (от нескольких десятков до нескольких тысяч ампер на сантиметр) коэрцитивной силой (с широкой петлей гистерезиса) — жесткими. Величины H_c , J_{oc} и μ_{max} определяют применимость ферромагнетиков для тех или иных практических целей. Так, жесткие ферромагнетики (например, углеродистые и вольфрамовые стали) применяются для изготовления постоянных магнитов, а мягкие (например, мягкое железо, сплав железа с никелем) — для изготовления сердечников трансформаторов.

Ферромагнетики обладают еще одной существенной особенностью: для каждого ферромагнетика имеется определенная температура, называемая точкой Кюри, при которой он теряет свои магнитные свойства. При нагревании образца выше точки Кюри ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик. Переход вещества из ферромагнитного состояния в парамагнитное, происходящий в точке Кюри, не сопровождается поглощением или выделением теплоты, т.е. в точке Кюри происходит фазовый переход 2-ого рода.

Наконец, процесс намагничения ферромагнетиков сопровождается изменением его линейных размеров и объема. Это явление получило название магнитострикции. Величина и знак эффекта зависят от напряженности H намагничивающего поля, от природы ферромагнетика и ориентации кристаллографических осей по отношению к полю.

Природа ферромагнетизма

Описательная теория ферромагнетизма была разработана французским физиком П. Вейссом (1865—1940). Последовательная количественная теория на основе квантовой механики развита Я. И. Френкелем и немецким физиком В. Гейзенбергом (1901—1976). Согласно представлениям Вейсса, ферромагнетики при температурах ниже точки Кюри обладают спонтанной намагниченностью независимо от наличия внешнего намагничивающего поля. Спонтанное намагничение, однако, находится в кажущемся противоречии с тем, что многие ферромагнитные материалы даже при температурах ниже точки Кюри не намагничены. Для устранения этого противоречия Вейсс ввел гипотезу, согласно которой ферромагнетик ниже точки Кюри разбивается на большое число малых макроскопических областей — доменов, самопроизвольно намагниченных до насыщения.

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы хаотически и компенсируют друг друга, поэтому результирующий магнитный момент ферромагнетика равен нулю и ферромагнетик не намагничен. Внешнее магнитное поле ориентирует по полю магнитные моменты не отдельных атомов, как это имеет место в случае парамагнетиков, а целых областей спонтанной намагниченности. Поэтому с ростом H намагниченность J и магнитная индукции B уже в довольно слабых полях растут очень быстро. Этим объясняется также увеличение μ ферромагнетиков до максимального значения в слабых полях (см. рис. 194). Эксперименты показали, что зависимость B от H не является такой плавной, а имеет ступенчатый вид, как показано на рис.4. Это свидетельствует о том, что внутри ферромагнетика домены поворачиваются по полю скачком.

При ослаблении внешнего магнитного поля до нуля ферромагнетики сохраняют остаточное намагничение, так как тепловое движение не в состоянии быстро дезориентировать магнитные моменты столь крупных образований, какими являются домены.

Поэтому и наблюдается явление магнитного гистерезиса (рис.6). Для того чтобы ферромагнетик размагнитить, необходимо приложить коэрцитивную силу; размагничиванию способствуют также встряхивание и нагревание ферромагнетика. Точка Кюри оказывается той температурой, выше которой происходит разрушение доменной структуры.

3. Применение ферромагнитных веществ в технике

Жесткие ферромагнетики (например, углеродистые и вольфрамовые стали) применяются для изготовления постоянных магнитов, а мягкие (например, мягкое железо, сплав железа с никелем) — для изготовления сердечников трансформаторов, электродвигателей.

1.24 Лекция №24 (2 часа).

Тема: «Электромагнитные колебания»

1.24.1 Вопросы лекции:

1. Электрический колебательный контур. Уравнение электромагнитных колебаний.
2. Затухающие электромагнитные колебания.
3. Вынужденные электромагнитные колебания. Электрический резонанс.

1.24.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Электрический колебательный контур. Уравнение электромагнитных колебаний.

Электромагнитные колебания - колебания, при которых электрические величины (заряды, токи) периодически изменяются и которые сопровождаются взаимными превращениями электрического и магнитного полей. Для возбуждения и поддержания электромагнитных колебаний используется колебательный контур — цепь, состоящая из включенных последовательно катушки индуктивностью L , конденсатора емкостью C и резистора сопротивлением R . Контур, сопротивление которого $R = 0$, называют идеальным. В нем отсутствуют потери на нагревание.

Для возбуждения в контуре колебаний конденсатор предварительно заряжают, сообщая его обкладкам заряды $\pm Q$. Тогда в начальный момент времени $t=0$ (рис.1, а) между обкладками конденсатора возникнет электрическое поле, энергия которого $\frac{1}{2C} Q^2$.

Если замкнуть конденсатор на катушку индуктивности, он начнет разряжаться, и в контуре потечет возрастающий со временем ток I . В результате энергия электрического поля будет уменьшаться, а энергия магнитного поля катушки (она равна $\frac{1}{2} L \dot{Q}^2$) — возрастать.

Так как $R = 0$, то, согласно закону сохранения энергии, полная энергия

$$W = \frac{Q^2}{2C} + \frac{L\dot{Q}^2}{2} = \text{const},$$

так как она на нагревание не расходуется.

Поэтому в момент $t = \frac{1}{4}T$, когда конденсатор полностью разрядится, энергия электрического поля обращается в нуль, а энергия магнитного поля (а, следовательно, и ток) достигает наибольшего значения (рис.1, б). Начиная с этого момента ток в контуре будет убывать; следовательно, начнет ослабевать магнитное поле катушки, и в ней

индуцируется ток, который течет (согласно правилу Ленца) в том же направлении, что и ток разрядки конденсатора.

Конденсатор начнет перезаряжаться, возникнет электрическое поле, стремящееся ослабить ток, который в конце концов обратится в нуль, а заряд на обкладках конденсатора достигнет максимума (рис. 1, б). Далее те же процессы начнут протекать в обратном направлении (рис. 1, г) и система к моменту времени $t = T$ придет в первоначальное состояние (рис. 1, а). После этого начнется повторение рассмотренного цикла разрядки и зарядки конденсатора. Если бы потеря энергии не было, то в контуре совершались бы периодические незатухающие колебания, т.е. периодически изменялись (колебались) бы заряд Q на обкладках конденсатора, напряжение U на конденсаторе и сила тока I , текущего через катушку индуктивности. Следовательно, в контуре возникают электрические колебания, причем колебания сопровождаются превращениями энергий электрического и магнитного полей.

Электрические колебания в колебательном контуре можно сопоставить с механическими колебаниями маятника (рис. внизу), сопровождающимися взаимными превращениями потенциальной и кинетической энергий маятника. В данном случае энергия электрического поля конденсатора ($Q^2/(2C)$) аналогична потенциальной энергии маятника, энергия магнитного поля катушки ($LQ^2/2$) — кинетической энергии, сила тока в контуре — скорости движения маятника. Индуктивность L играет роль массы m , а сопротивление контура — роль силы трения, действующей на маятник. Эти аналогии представлены в таблице.

Согласно закону Ома, для контура, содержащего катушку индуктивностью L , конденсатор емкостью C и резистор сопротивлением R ,

$$IR + U_C = \mathcal{E}_s,$$

где IR — напряжение на резисторе, $U_C = Q/C$ — напряжение на конденсаторе,

$$\mathcal{E}_s = -L \frac{dI}{dt} - \text{э.д.с. самоиндукции, возникающая в катушке при протекании в ней}$$

переменного тока ($\mathcal{E}_s$ — единственная э.д.с. в контуре). Следовательно,

$$L \frac{dI}{dt} + IR + \frac{Q}{C} = 0.$$

Разделив на L и подставив $I = \dot{Q}$ и $\frac{dI}{dt} = \ddot{Q}$, получим дифференциальное уравнение колебаний заряда Q в контуре:

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

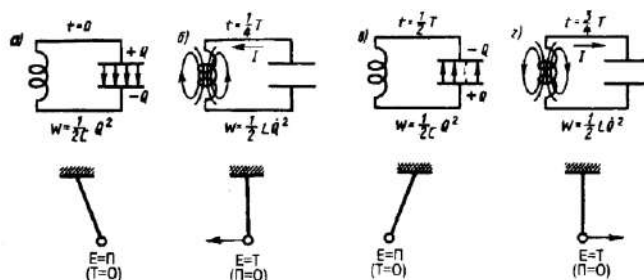


Рис. 1

В данном колебательном контуре внешние э.д.с. отсутствуют, поэтому рассматриваемые колебания представляют собой *свободные* колебания. Если сопротивление $R=0$, то свободные электромагнитные колебания в контуре являются *гармоническими*. Тогда получим дифференциальное уравнение свободных гармонических колебаний заряда в контуре.

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

Из этих выражений вытекает, что заряд Q совершает гармонические колебания по закону

$$Q = Q_m \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

где Q_m — амплитуда колебаний заряда конденсатора с циклической частотой ω_0 , называемой собственной частотой контура, то есть

$$\omega_0 = 1/\sqrt{LC},$$

и с периодом

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Эта формула впервые была получена У. Томсоном и называется формулой Томсона. Сила тока в колебательном контуре определяется выражением:

$$I = \dot{Q} = -\omega_0 Q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi/2),$$

где $I_m = \omega_0 Q_m$ — амплитуда силы тока. Напряжение на конденсаторе

$$U_C = \frac{Q}{C} = \frac{Q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

где $U_m = Q_m/C$ — амплитуда напряжения.

Из этих выражений вытекает, что колебания тока I опережают по фазе колебания заряда Q на $\pi/2$, т.е., когда ток достигает максимального значения, заряд и напряжение обращаются в нуль, и наоборот.

2. Затухающие электромагнитные колебания.

Затухающие колебания — колебания, амплитуды которых из-за потерь энергии реальной колебательной системой с течением времени уменьшаются. Простейшим механизмом уменьшения энергии колебаний является ее превращение в теплоту вследствие трения в механических колебательных системах, а также омических потерь и излучения электромагнитной энергии в электрических колебательных системах.

Закон затухания колебаний определяется свойствами колебательных систем. Обычно рассматривают линейные системы — идеализированные реальные системы, в которых параметры, определяющие физические свойства системы, в ходе процесса не изменяются. Линейными системами являются, например, пружинный маятник при малых растяжениях пружины (когда справедлив закон Гука), колебательный контур, индуктивность, емкость и сопротивление которого не зависят ни от тока в контуре, ни от напряжения. Различные по своей природе линейные системы описываются идентичными линейными дифференциальными уравнениями, что позволяет подходить к изучению колебаний различной физической природы с единой точки зрения, а также проводить их моделирование, в том числе и на ЭВМ.

Свободные затухающие колебания в электрическом колебательном контуре. Дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний заряда в контуре (при $R \neq 0$) имеет вид

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

Принимая коэффициент затухания равным

$$\delta = R/(2L),$$

дифференциальное уравнение можно записать в следующем виде

$$Q + 2\delta Q + \omega_0^2 Q = 0.$$

Отсюда следует (решение), что колебания заряда совершаются по закону

$$Q = Q_m e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi)$$

с частотой

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

меньшей собственной частоты контура ω_0 .

Добротность колебательного контура определяется формулой

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Скорость затухания колебаний зависит от электрического сопротивления R . Интервал времени $\tau = \frac{1}{\delta}$, в течение которого амплитуда колебаний уменьшается в $e = 2,7$ раз,

называется временем затухания или временем релаксации. График затухающих колебаний заряда конденсатора показан на рис.2.

При увеличении коэффициента затухания δ период затухающих колебаний растет и при $\delta = \omega_0$ обращается в бесконечность, т. е. движение перестает быть периодическим. В данном случае колеблющаяся величина асимптотически приближается к нулю, когда $t \rightarrow \infty$. Процесс не будет колебательным. Он называется аperiodическим.

Автоколебания.

Автоколебания *принципиально* отличаются от свободных незатухающих колебаний, происходящих без действия сил, а также от вынужденных колебаний, происходящих под действием периодической силы. Автоколебательная система сама управляет внешними воздействиями, обеспечивая согласованность поступления энергии определенными порциями в нужный момент времени (в такт с ее колебаниями).

Примером автоколебательной системы могут служить часы. Храповой механизм подталкивает маятник в такт с его колебаниями. Энергия, передаваемая при этом маятнику, берется либо за счет раскручивающейся пружины, либо за счет опускающегося груза. Колебания воздуха в духовых инструментах и органных трубах также возникают вследствие автоколебаний, поддерживаемых воздушной струей. Автоколебательными системами являются также двигатели внутреннего сгорания, паровые турбины, ламповый или транзисторный генератор и т. д.

3. Вынужденные электромагнитны колебания.

Чтобы в реальной колебательной системе получить незатухающие колебания, надо компенсировать потери энергии. Такая компенсация возможна с помощью какого-либо периодически действующего фактора $X(t)$, изменяющего по гармоническому закону:

$$X(t) = X_0 \cos \omega t.$$

Если рассматривать электрический колебательный контур, то роль $X(t)$ играет подводимая к контуру внешняя периодически изменяющаяся по гармоническому закону э.д.с. или переменное напряжение

$$U = U_m \cos \omega t.$$

Тогда дифференциальное уравнение можно записать в виде

$$\ddot{Q} + \frac{R}{L} \dot{Q} + \frac{1}{LC} Q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t.$$

Используя обозначения δ и ω_0 , уравнение принимает вид

$$\ddot{Q} + 2\delta \dot{Q} + \omega_0^2 Q = (U_m/L) \cos \omega t.$$

Колебания, возникающие под действием внешней периодически изменяющейся силы или внешней периодически изменяющейся э.д.с., называются соответственно вынужденными механическими и вынужденными электромагнитными колебаниями.

Эти уравнения можно свести к линейному неоднородному дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + 2\delta \frac{ds}{dt} + \omega_0^2 s = x_0 \cos \omega t,$$

применяя впоследствии его решение для вынужденных колебаний конкретной физической природы (x_0 в случае механических колебаний равно F_0/m , в случае электромагнитных — U_m/L).

Из его решения следует, что в начальной стадии происходит переходный процесс неустановившихся колебаний, после которого (в установившемся режиме) вынужденные колебания происходят с частотой ω и являются гармоническими. Амплитуда и фаза колебаний зависят от ω и определяются выражениями:

$$Q_m = \frac{U_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}; \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{R}{1/(\omega C) - \omega L}. \quad (147.13)$$

Продифференцировав $Q = Q_m \cos(\omega t - \alpha)$ по t , найдем силу тока в контуре при установившихся колебаниях:

$$I = -\omega Q_m \sin(\omega t - \alpha) = I_m \cos(\omega t - \alpha + \pi/2),$$

где

$$I_m = \omega Q_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Уравнение колебаний тока может быть записано в виде

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi),$$

где $\varphi = \alpha - \pi/2$ — сдвиг по фазе между током и приложенным напряжением.

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \left(\alpha - \frac{\pi}{2} \right) = -\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{\omega L - 1/(\omega C)}{R}.$$

Из формулы вытекает, что ток отстает по фазе от напряжения ($\varphi > 0$), если $\omega L > 1/(\omega C)$, и опережает напряжение ($\varphi < 0$), если $\omega L < 1/(\omega C)$. Здесь $\omega_0^2 = 1/(LC)$, а $\delta = R/(2L)$. График вынужденных колебаний показан на рисунке 3.

Амплитуда и фаза вынужденных колебаний. Электрический резонанс.

Амплитуды A вынужденных колебаний от частоты ω и имеет максимум. Частота, при которой амплитуда вынужденных колебаний заряда (силы тока) имеет максимальное значение называется резонансной $\omega_{\text{рез}}$. Она определяется выражением:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}.$$

Явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты вынуждающей силы (частоты вынуждающего переменного напряжения) к частоте, равной или близкой собственной частоте колебательной системы, называется резонансом (соответственно механическим или электрическим). При $\delta^2 \ll \omega_0^2$ значение $\omega_{\text{рез}}$ практически совпадает с собственной частотой ω_0 колебательной системы.

$$I_m = \omega Q_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Из выражения для амплитуды тока видно, что она принимает максимальное значение при частоте $\omega_{\text{рез}} = \omega_0$ и равна

$$(A_I)_{\text{max}} = x_0/(2\delta) = U_m/R.$$

На рисунке 4 графически показана зависимость амплитуды от частоты вынужденных колебаний (частоты источника переменного напряжения или э.д.с.) для различных значений коэффициента затухания δ . Эти кривые называются резонансными.

Рассмотрим последовательно процессы, происходящие на участке цепи, содержащем резистор, катушку индуктивности и конденсатор, к концам которого приложено переменное напряжение $U = U_m \cos \omega t$, где U_m — амплитуда напряжения.

1.25 Лекция № 25 (2 часа).

Тема: «Электромагнитное поле»

1.25.1 Вопросы лекции:

1. Основные положения теории Максвелла для электромагнитного поля.
2. Уравнения Максвелла для электромагнитного поля.

1.25.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Основные положения теории Максвелла.

Из закона Фарадея $\mathbf{E}$, следует, что *любое* изменение сцепленного с контуром потока магнитной индукции приводит к возникновению электродвижущей силы индукции и вследствие этого появляется индукционный ток. Следовательно, возникновение э.д.с. электромагнитной индукции возможно и в неподвижном контуре, находящемся в переменном магнитном поле

Максвелл высказал гипотезу, что всякое переменное магнитное поле возбуждает в окружающем пространстве электрическое поле, которое и является причиной возникновения индукционного тока в контуре. Согласно представлениям Максвелла, контур, в котором появляется э.д.с., играет второстепенную роль, являясь своего рода лишь «прибором», обнаруживающим это поле.

По Максвеллу, изменяющееся во времени магнитное поле порождает электрическое поле $\mathbf{E}_B$, циркуляция которого

$$\oint_L \mathbf{E}_B \cdot d\mathbf{l} = \oint_L \mathbf{E}_B \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi}{dt},$$

Подставив выражение $\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$, получим

$$\oint_L \mathbf{E}_B \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}.$$

Если поверхность и контур неподвижны, то операции дифференцирования и интегрирования можно поменять местами.

$$\oint_L \mathbf{E}_B \cdot d\mathbf{l} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S},$$

где символ частной производной подчеркивает тот факт, что интеграл $\int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ является функцией только от времени.

Следовательно, электрическое поле $\mathbf{E}_B$, возбуждаемое магнитным полем, как и само магнитное поле, является *вихревым*

Ток смещения

Согласно Максвеллу, если всякое переменное магнитное поле возбуждает в окружающем пространстве вихревое электрическое поле, то должно существовать и обратное явление: всякое изменение электрического поля должно вызывать появление в окружающем пространстве вихревого магнитного поля. Для установления количественных соотношений между изменяющимся электрическим полем и вызываемым им магнитным полем Максвелл ввел в рассмотрение так называемый **ток смещения**.

Плотность тока смещения согласно Максвеллу, определяется выражением:

$$j_{см} = \frac{\partial D}{\partial t}.$$

Следует отметить, что название «ток смещения» является условным, а точнее — исторически сложившимся, так как ток смещения по своей сути — это изменяющееся со временем электрическое поле. Ток смещения поэтому существует не только в вакууме или диэлектриках, но и внутри проводников, по которым проходит переменный ток. Однако в данном случае он пренебрежимо мал по сравнению с током проводимости. Наличие токов смещения подтверждено экспериментально А.А. Эйхенвальдом, изучавшим магнитное поле тока поляризации, который является частью тока смещения.

Максвелл ввел понятие полного тока, равного сумме токов проводимости (а также конвекционных токов) и смещения. **Плотность полного тока равна:**

$$j_{полн} = j + \frac{\partial D}{\partial t}.$$

Введя понятия тока смещения и полного тока, Максвелл по-новому подошел к рассмотрению замкнутости цепей переменного тока. Полный ток в них всегда замкнут, т. е. на концах проводника обрывается лишь ток проводимости, а в диэлектрике (вакууме) между концами проводника имеется ток смещения, который замыкает ток проводимости.

Максвелл обобщил теорему о циркуляции вектора $\mathbf{H}$, введя в ее правую часть полный ток $I_{полн} = \int_S j_{полн} dS$ сквозь поверхность S , натянутую на замкнутый контур L .

Тогда **обобщенная теорема о циркуляции вектора $\mathbf{H}$** запишется в виде

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \left(j + \frac{\partial D}{\partial t} \right) dS.$$

2. Уравнения Максвелла для электромагнитного поля

В основе теории Максвелла лежат рассмотренные выше четыре уравнения:

1. Электрическое поле может быть как потенциальным ($\mathbf{E}_Q$), так и вихревым ($\mathbf{E}_B$), поэтому напряженность суммарного поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_Q + \mathbf{E}_B$. Так как циркуляция вектора $\mathbf{E}_Q$ равна нулю, то циркуляция вектора напряженности суммарного поля определяется выражением

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} dS.$$

Это уравнение показывает, что источниками электрического поля могут быть не только электрические заряды, но и изменяющиеся во времени магнитные поля.

2. Обобщенная теорема о циркуляции вектора $\mathbf{H}$:

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \left(j + \frac{\partial D}{\partial t} \right) dS.$$

Это уравнение показывает, что магнитные поля могут возбуждаться либо движущимися зарядами (электрическими токами), либо переменными электрическими полями.

3. Теорема Гаусса для поля $\mathbf{D}$:

$$\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = Q.$$

Если заряд распределен внутри замкнутой поверхности непрерывно с объемной плотностью ρ , то формула (139.1) запишется в виде

$$\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \int_V \rho dV.$$

4. Теорема Гаусса для поля $\mathbf{B}$:

$$\oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0.$$

Итак, полная система уравнений Максвелла в интегральной форме:

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S}; \quad \oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \int_V \rho dV;$$

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) d\mathbf{S}; \quad \oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0.$$

Величины, входящие в уравнения Максвелла, не являются независимыми и между ними существует следующая связь (изотропные несегнетоэлектрические и неферромагнитные среды):

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{j} = \gamma \mathbf{E},$$

где ϵ_0 и μ_0 — соответственно электрическая и магнитная постоянные, ϵ и μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости, γ — удельная проводимость вещества.

Из уравнений Максвелла вытекает, что источниками электрического поля могут быть либо электрические заряды, либо изменяющиеся во времени магнитные поля, а магнитные поля могут возбуждаться либо движущимися электрическими зарядами (электрическими токами), либо переменными электрическими полями.

Уравнения Максвелла не симметричны относительно электрического и магнитного полей. Это связано с тем, что в природе существуют электрические заряды, но нет зарядов магнитных.

Для стационарных полей ($E = \text{const}$ и $B = \text{const}$) уравнения Максвелла примут вид

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0; \quad \oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = Q; \quad \oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = I; \quad \oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0,$$

т.е. источниками электрического поля в данном случае являются только электрические заряды, источниками магнитного — только токи проводимости.

В данном случае электрические и магнитные поля независимы друг от друга, что и позволяет изучать отдельно *постоянные* электрическое и магнитное поля.

Уравнения Максвелла — наиболее общие уравнения для электрических и магнитных полей в *покоящихся средах*. Они играют в учении об электромагнетизме такую же роль, как законы Ньютона в механике. Из уравнений Максвелла следует, что переменное магнитное поле всегда связано с порождаемым им электрическим полем, а переменное электрическое поле всегда связано с порождаемым им магнитным, т. е. электрическое и магнитное поля неразрывно связаны друг с другом — они образуют единое **электромагнитное поле**.

Теория Максвелла, являясь обобщением основных законов электрических и магнитных явлений, не только смогла объяснить уже известные экспериментальные факты, что также является важным ее следствием, но и предсказала новые явления.

Одним из важных выводов этой теории явилось существование магнитного поля токов смещения, что позволило Максвеллу предсказать существование электромагнитных волн — переменного электромагнитного поля, распространяющегося в пространстве с конечной скоростью. В дальнейшем было доказано, что скорость распространения свободного электромагнитного поля (не связанного с зарядами и токами) в вакууме равна скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Этот вывод и теоретическое исследование свойств электромагнитных волн привели Максвелла к созданию электромагнитной теории света, согласно которой свет представляет собой также электромагнитные волны.

1.26 Лекция № 26 (2 часа).

Тема: «Электромагнитные волны»

1. 26.1 Вопросы лекции:

1. Электромагнитные волны и их характеристики.
2. Излучение и приём электромагнитных волн.
3. Энергия электромагнитных волн.
4. Шкала электромагнитных волн.

1.26.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Электромагнитные волны

Для однородной и изотропной среды вдали от зарядов и токов, создающих электромагнитное поле, из уравнений Максвелла следует, что векторы напряженностей E и H переменного электромагнитного поля удовлетворяют волновому уравнению типа :

$$\Delta E = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad \text{и} \quad \Delta H = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2},$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа, v — фазовая скорость.

Всякая функция, удовлетворяющая этим уравнениям, описывает некоторую волну. Следовательно, электромагнитные поля действительно могут существовать в виде электромагнитных волн. Фазовая скорость электромагнитных волн определяется выражением

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}},$$

где $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, ϵ_0 и μ_0 — соответственно электрическая и магнитная постоянные,

ϵ и μ — соответственно электрическая и магнитная проницаемости среды.

В вакууме (при $\epsilon=1$ и $\mu=1$) скорость распространения электромагнитных волн совпадает со скоростью c . Так как $\epsilon \mu > 1$, то скорость распространения электромагнитных волн в веществе всегда меньше, чем в вакууме.

Следствием теории Максвелла является поперечность электромагнитных волн: векторы E и H напряженностей электрического и магнитного полей волны взаимно перпендикулярны (на рис.3) показана моментальная «фотография» плоской электромагнитной волны) и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору v скорости распространения волны, причем векторы E , H и v образуют правовинтовую систему. Из уравнений Максвелла следует также, что в электромагнитной волне векторы E и H всегда колеблются в одинаковых фазах (рис.3), причем мгновенные значения E и H в любой точке связаны соотношением

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H.$$

Следовательно, E и H одновременно достигают максимума, одновременно обращаются в нуль и т. д. Электромагнитные волны одной строго определенной частоты описываются уравнениями

$$E_x = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi),$$

$$H_z = H_0 \cos(\omega t - kx + \varphi),$$

где E_0 и H_0 — соответственно амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей волны, ω — круговая частота волны, $k = \omega/v$ — волновое число, φ — начальные фазы колебаний в точках с координатой $x=0$. В уравнениях значение φ

одинаково, так как колебания электрического и магнитного векторов в электромагнитной волне происходят в одинаковых фазах.

2. Излучение и приём электромагнитных волн

Источником электромагнитных волн в действительности может быть любой электрический колебательный контур или проводник, по которому течет переменный электрический ток, так как для возбуждения электромагнитных волн необходимо создать в пространстве переменное электрическое поле (ток смещения) или соответственно переменное магнитное поле. Однако излучающая способность источника определяется его формой, размерами и частотой колебаний. Чтобы излучение играло заметную роль, необходимо увеличить объем пространства, в котором переменное электромагнитное поле создается. Герц в своих опытах, уменьшая число витков катушки и площадь пластин конденсатора, а также раздвигая их (рис.1, а, б), совершил переход от закрытого колебательного контура к открытому колебательному контуру (вibratorу Герца), представляющему собой два стрежня, разделенных искровым промежутком (рис.1, в). Если в закрытом колебательном контуре переменное электрическое поле сосредоточено внутри конденсатора (рис.1, а), то в открытом оно заполняет окружающее контур пространство (рис.1, б), что существенно повышает интенсивность электромагнитного излучения. Колебания в такой системе поддерживаются за счет источника э.д.с., подключенного к обкладкам конденсатора, а искровой промежуток применяется для того, чтобы увеличить разность потенциалов, до которой первоначально заряжаются обкладки.

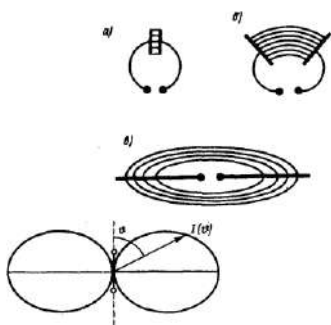


Рис.1

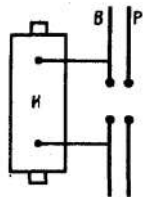


Рис.2

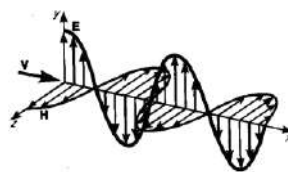


Рис. 3

Рис. 4

Для возбуждения электромагнитных волн вибратор Герца B подключался к индуктору $И$ (рис.2). Когда напряжение на искровом промежутке достигало пробивного значения, возникала искра, закорачивающая обе половины вибратора, и в нем возникали свободные затухающие колебания. При исчезновении искры контур размыкался и колебания прекращались. Затем индуктор снова заряжал конденсатор, возникала искра и в контуре опять наблюдались колебания и т. д. Для регистрации электромагнитных волн Герц пользовался вторым вибратором, называемым резонатором P , имеющим такую же частоту собственных колебаний, что и излучающий вибратор, т. е. настроенным в резонанс с вибратором. Когда электромагнитные волны достигали резонатора, то в его зазоре проскакивала электрическая искра.

С помощью описанного вибратора Герц экспериментировал с электромагнитными волнами, длина волны которых составляла примерно 3 м. П. Н. Лебедев, применяя миниатюрный вибратор из тонких платиновых стерженьков, получил миллиметровые электромагнитные волны с $\lambda = 6 - 4$ мм.

Дальнейшее развитие методики эксперимента позволило в 1923 г. российскому физику А. А. Глаголевой-Аркадьевой (1884—1945) сконструировать массовый излучатель, в котором короткие электромагнитные волны, возбуждаемые колебаниями

электрических зарядов в атомах и молекулах, генерировались с помощью искр, проскакиваемых между металлическими опилками, взвешенными в масле. Так были получены волны с λ от 50 мм до 80 мкм.

3. Энергия электромагнитных волн. Вектор Умова – Пойтинга.

Возможность обнаружения электромагнитных волн указывает на то, что они переносят энергию. Объемная плотность w энергии электромагнитной волны складывается из объемных плотностей $w_{эл}$ и $w_{м}$, электрического и магнитного полей:

$$w = w_{эл} + w_{м} = \epsilon_0 \epsilon E^2 / 2 + \mu_0 \mu H^2 / 2.$$

Плотности энергии электрического и магнитного полей в каждый момент времени одинаковы, т. е. $w_{эл} = w_{м}$. Поэтому

$$w = 2w_{эл} = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon \mu} EH.$$

Умножив плотность энергии w на скорость v распространения волны в среде, получим модуль плотности потока энергии:

$$S = wv = EH.$$

Так как векторы E и H взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему, то направление вектора $[EH]$ совпадает с направлением переноса энергии, а модуль этого вектора равен EH .

Вектор плотности потока электромагнитной энергии называется вектором Умова — Пойнтинга:

$$\mathbf{S} = [EH].$$

Вектор S направлен в сторону распространения электромагнитной волны, а его модуль равен энергии, переносимой электромагнитной волной за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны.

Можно оценить, что при средней мощности солнечного излучения, приходящего на Землю, давление для абсолютно поглощающей поверхности составляет примерно 5 мкПа.

В исключительно тонких экспериментах П. Н. Лебедев в 1899 г. доказал существование светового давления на твердые тела, а в 1910 г. — на газы. Опыты Лебедева имели огромное значение для утверждения выводов теории Максвелла о том, что свет представляет собой электромагнитные волны.

Существование давления электромагнитных волн приводит к выводу о том, что электромагнитному полю присущ механический импульс. Импульс электромагнитного поля

$$p = W/c,$$

где W — энергия электромагнитного поля. Выражая импульс как $p = mc$ (поле в вакууме распространяется со скоростью c), получим $p = mc = W/c$, откуда

$$W = mc^2.$$

Излучение диполя. Простейшим излучателем электромагнитных волн является электрический диполь, электрический момент которого изменяется во времени по гармоническому закону

$$p = p_0 \cos \omega t,$$

где p_0 — амплитуда вектора p . Примером подобного диполя может служить система, состоящая из покоящегося положительного заряда $+Q$ и отрицательного заряда $-Q$, гармонически колеблющегося вдоль направления p с частотой ω .

Характер электромагнитного поля диполя зависит от выбора рассматриваемой точки. Особый интерес представляет так называемая волновая зона диполя — точки пространства, отстоящие от диполя на расстояниях r , значительно превышающих длину волны ($r \gg \lambda$), — так как в ней картина электромагнитного поля диполя сильно упрощается. Это связано с тем, что в волновой зоне диполя практически остаются только «отпочковавшиеся» от диполя, свободно распространяющиеся поля, в то время как поля,

колеблющиеся вместе с диполем и имеющие более сложную структуру, сосредоточены в области расстояний $r < \lambda$.

Если волна распространяется в однородной изотропной среде, то время прохождения волны до точек, удаленных от диполя на расстояние r , одинаково. Поэтому во всех точках сферы, центр которой совпадает с диполем, фаза колебаний одинакова, т. е. в волновой зоне волновой фронт будет сферическим и, следовательно, волна, излучаемая диполем, есть сферическая волна.

В каждой точке векторы E и H колеблются по закону $\cos(\omega t - kr)$, амплитуды этих векторов пропорциональны $(1/r) \sin \theta$ (для вакуума), т. е. зависят от расстояния r до излучателя и угла θ между направлением радиуса-вектора и осью диполя. Отсюда следует, что интенсивность излучения диполя в волновой зоне

$$I \sim \frac{\sin^2 \theta}{r^2}.$$

Зависимость I от θ при заданном значении r , приводимая в полярных координатах (рис.4), называется диаграммой направленности излучения диполя. Как видно из приведенной диаграммы, диполь сильнее всего излучает в направлениях, перпендикулярных его оси ($\theta = \pi/2$). Вдоль своей оси ($\theta = 0$ и $\theta = \pi$) диполь не излучает вообще. Диаграмма направленности излучения диполя позволяет формировать излучение с определенными характеристиками и используется при конструировании антенн.

4. Шкала электромагнитных волн

Электромагнитные волны, обладая широким диапазоном частот (или длин волн $\lambda = c/\nu$, где c — скорость электромагнитных волн в вакууме), отличаются друг от друга по способам их генерации и регистрации, а также по своим свойствам. Поэтому электромагнитные волны делятся на несколько видов: радиоволны, световые волны, рентгеновское и γ -излучения (таблица). Границы между различными видами электромагнитных волн довольно условны.

1.27 Лекция № 27 (2 часа).

Тема: «Интерференция и дифракция света»

1.27.1 Вопросы лекции:

1. Интерференция света. Когерентность и монохроматичность световых волн.
2. Интерференционная картина от двух источников света.
3. Интерференция света в тонких плёнках.
4. Дифракция света. Принцип Гюйгенса-Френеля.
5. Дифракция на дифракционной решетке.

1.27.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Интерференция света

В конце XVII в. на основе многовекового опыта и развития представлений о свете возникли две теории света: корпускулярная (И. Ньютон) и волновая (Р. Гук и Х. Гюйгенс).

Волновая теория основывается на принципе Гюйгенса: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. Напомним, что волновым фронтом называется геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t . Принцип Гюйгенса позволяет анализировать распространение света и вывести законы отражения и преломления.

Согласно электромагнитной теории Максвелла свет представляет собой электромагнитные волны, в которых колебания электрического и магнитного полей происходят в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны.

Когерентность и монохроматичность световых волн

Интерференцию света можно объяснить, рассматривая интерференцию волн. Необходимым условием интерференции волн является их когерентность, т. е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны — неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты.

Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны. Поэтому на опыте не наблюдается интерференция света от независимых источников, например, от двух электрических лампочек.

Понять физическую причину немонохроматичности, а, следовательно, и некогерентности волн, испускаемых двумя независимыми источниками света, можно исходя из самого механизма испускания света атомами. В двух самостоятельных источниках света атомы излучают независимо друг от друга. В каждом из таких атомов процесс излучения конечен и длится очень короткое время ($\tau \approx 10^{-8}$ с). За это время возбужденный атом возвращается в нормальное состояние и излучение им света прекращается. Возбудившись вновь, атом снова начинает испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой. Так как разность фаз между излучением двух таких независимых атомов изменяется при каждом новом акте испускания, то волны, спонтанно излучаемые атомами любого источника света, некогерентны.

Таким образом, волны, испускаемые атомами, лишь в течение интервала времени 10^{-8} с имеют приблизительно постоянные амплитуду и фазу колебаний, тогда как за больший промежуток времени и амплитуда, и фаза изменяются. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется волновым цугом.

Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, так как атомы светящегося тела излучают свет также *независимо* друг от друга. Это означает, что начальные фазы соответствующих им волновых цугов не связаны между собой. Помимо этого, даже для одного и того же атома начальные фазы разных цугов отличаются для двух последующих актов излучения. Следовательно, свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен.

Любой немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющихся друг друга независимых гармонических цугов. Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется временем когерентности. Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать время излучения, т. е. $\tau_{\text{ког}} < \tau$. Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$, называемое длиной когерентности (или длиной цуга). Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волн, называется временной когерентностью.

Наряду с временной когерентностью вводится понятие пространственной когерентности. Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют

(при необходимой степени монохроматичности света) наблюдать интерференцию, называются пространственно-когерентными. Радиусом когерентности (или длиной пространственной когерентности) называется максимальное поперечное направлению распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции. Таким образом, пространственная когерентность определяется радиусом когерентности. Радиус когерентности

$$r_{\text{ког}} \sim \lambda / \varphi,$$

где λ — длина волны света, φ — угловой размер источника. Так, минимально возможный радиус когерентности для солнечных лучей (при угловом размере Солнца на Земле $\varphi \approx 10^{-2}$ рад и $\lambda \approx 0,5$ мкм) составляет $\approx 0,05$ мм. При таком малом радиусе когерентности невозможно непосредственно наблюдать интерференцию солнечных лучей, поскольку разрешающая способность человеческого глаза на расстоянии наилучшего зрения составляет лишь 0,1 мм.

2. Интерференционная картина от двух источников света

Предположим, что две монохроматические световые волны, накладываются друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ и $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$. Под x понимают напряженность электрического E или магнитного H полей волны; векторы E и H колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции. Амплитуда результирующего колебания в данной точке $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$. Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$. Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других — минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией света.

Для некогерентных волн разность $\varphi_2 - \varphi_1$ непрерывно изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю, и интенсивность результирующей волны всюду одинакова и при $I_1 = I_2$ равна $2I_1$ (для когерентных волн при данном условии в максимумах $I = 4I_1$, в минимумах $I = 0$).

Для получения когерентных световых волн применяют метод деления волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных *оптических путей* накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина.

Пусть деление на две когерентные волны происходит в определенной точке O . До точки M , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления n_1 прошла путь s_1 , вторая — в среде с показателем преломления n_2 — путь s_2 . Если в точке O фаза колебаний равна ωt , то в точке M первая волна возбуждит колебание $A_1 \cos(t - s_1/v_1)$, вторая волна — колебание $A_2 \cos(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ — соответственно фазовая скорость первой и второй волны. Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке M , равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

(учли, что $\omega/c = 2\pi/\lambda_0$, где λ_0 — длина волны в вакууме).

Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется оптической длиной пути L , а $\Delta = L_2 - L_1$

— разность оптических длин проходимых волнами путей — называется оптической разностью хода. Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

то $\delta = \pm 2m\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Это выражение является условием интерференционного максимума.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

то $\delta = \pm 2(m+1)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе. А это выражение является условием интерференционного минимума.

Методы наблюдения интерференции света

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров (см. § 233) во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Рассмотрим некоторые из этих методов.

1. Метод Юнга. Источником света служит ярко освещенная щель S (рис.1), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели S . Щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников.

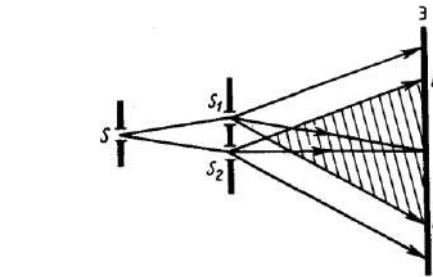


Рис.1

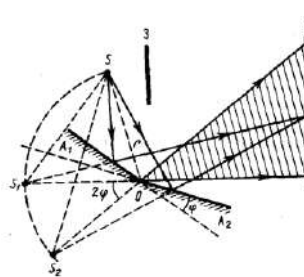


Рис.2

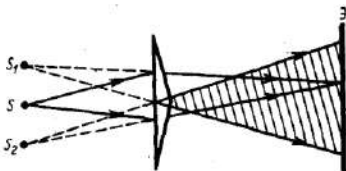


Рис.3

Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране ($\mathcal{E}$), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 .

2. Зеркала Френеля (рис.2).

3. Бипризма Френеля (рис.3)

Расчет интерференционной картины от двух источников. Расчет интерференционной картины можно провести, используя две узкие параллельные щели, расположенные достаточно близко друг к другу (рис.4). Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными (реальными или мнимыми изображениями источника S в какой-то оптической системе) источниками света. Интерференция наблюдается в произвольной точке A экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии l , причем $l \gg d$. Начало отсчета выбрано в точке O , симметричной относительно щелей.

Интенсивность в любой точке A экрана, лежащей на расстоянии x от O , определяется оптической разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$. Из рис.4 имеем

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2,$$

откуда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$, или

$$\Delta = s_2 - s_1 = 2xd/(s_1 + s_2).$$

Из условия $l \gg d$ следует, что $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому

$$\Delta = xd/l.$$

Подставив найденное значение Δ , получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться в случае, если

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

а минимумы — в случае, если

$$x_{\min} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots).$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое шириной интерференционной полосы, равно

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0.$$

Δx не зависит от порядка интерференции (величины m) и является постоянной для данных l , d и λ_0 . первого ($m=1$), второго ($m=2$) порядков и т.д.

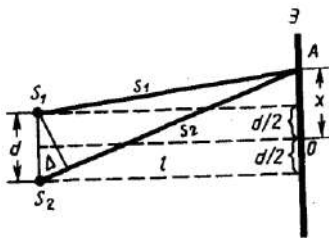


Рис.4

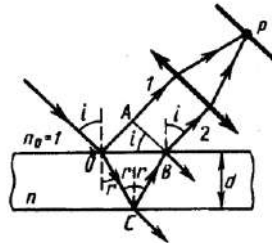


Рис.5

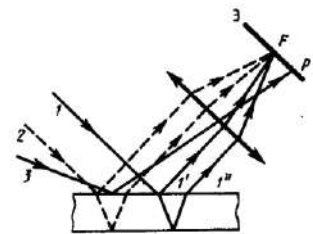


рис.6

3. Интерференция света в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис.5) падает плоская монохроматическая волна. На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки C , частично преломится в воздух ($n_0=1$), а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы. В результате возникает интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB ,

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA \pm \lambda_0/2),$$

где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm \lambda_0/2$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O и вышеупомянутый член будет иметь знак минус; если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке C и $\lambda_0/2$ будет иметь знак

плюс. $OC=CB=d/\cos r$, $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$. Учитывая для данного случая закон преломления $\sin i = n \sin r$, получим

$$\Delta = 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2. \quad (174.1)$$

Интерференция, наблюдается, только если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

1. Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки). Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются полосами равного наклона.

2. Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины)

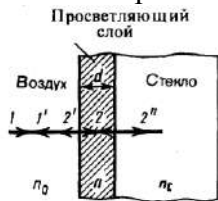


Рис. 7



Рис. 8

Применение интерференции света.

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны λ_0 . Поэтому это явление применяется для измерения длин волн (интерференционная спектроскопия).

Явление интерференции применяется также для улучшения качества оптических приборов (просветление оптики) и получения высокоотражающих покрытий прибора.

Для устранения указанных недостатков осуществляют так называемое *просветление оптики*. Для этого на свободные поверхности линз наносят тонкие пленки с показателем преломления, меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух–пленка и пленка–стекло возникает интерференция когерентных лучей 1' и 2' (рис. 8). Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n можно подобрать так, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей пленки, гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а оптическая разность хода равна $(2m+1) \frac{\lambda_0}{2}$. Расчет показывает, что амплитуды отраженных лучей равны, если

$$n = \sqrt{n_c}.$$

Так как n_c , n и показатель преломления воздуха n_0 удовлетворяют условиям $n_c > n > n_0$, то потеря полуволны происходит на обеих поверхностях; следовательно, условие минимума (предполагаем, что свет падает нормально, т. е. $i=0$)

$$2nd = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2},$$

где nd — оптическая толщина пленки. Обычно принимают $m=0$, тогда

$$nd = \lambda_0/4.$$

Если выполняется это условие и оптическая толщина пленки равна $\lambda_0/4$, то в результате интерференции наблюдается гашение отраженных лучей. Так как добиться одновременного гашения для всех длин волны невозможно, то это обычно делается для наиболее восприимчивой глазом длины волны $\lambda_0 \approx 0,55$ мкм. Поэтому объективы с просветленной оптикой имеют синевато-красный оттенок.

4. Дифракция света. Принцип Гюйгенса — Френеля.

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле — любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшие отверстия в экранах и т. д.

Например, звук хорошо слышен за углом дома, т. е. звуковая волна его огибает. Явление дифракции объясняется с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как *результат суперпозиции когерентных вторичных волн*, «излучаемых» фиктивными источниками.

Таковыми источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн. Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии — такая же, как при отсутствии экрана.

Метод зон Френеля.

Принцип Гюйгенса — Френеля в рамках волновой теории должен был ответить на вопрос о прямолинейном распространении света. Френель решил эту задачу, рассмотрев взаимную интерференцию вторичных волн и применив прием, получивший название метода зон Френеля.

Найдем в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S (рис.1). Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности Φ , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Френель разбил волновую поверхность Φ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda/2$, т. е. $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda/2$. Подобное разбиение фронта волны на зоны можно выполнить, проведя с центром в точке M сферы радиусами $b + \frac{\lambda}{2}$, $b + 2\frac{\lambda}{2}$, $b + 3\frac{\lambda}{2}$, ... Так как колебания от соседних зон проходят до точки M расстояния, отличающиеся на $\lambda/2$, то в точку M они приходят в противоположной фазе и при наложении эти колебания будут взаимно ослаблять друг друга. Поэтому амплитуда результирующего светового колебания в точке M

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots,$$

где $A_1, A_2, \dots$ — амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m -й зонами.

Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля. Пусть внешняя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты h_m (рис.1). Обозначив площадь этого сегмента через σ_m , найдем, что площадь m -й зоны Френеля равна $\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$, где σ_{m-1} — площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей $(m-1)$ -й зоны. Из рисунка следует, что

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m\lambda/2)^2 - (b + h_m)^2.$$

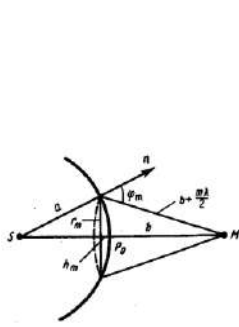


Рис.1

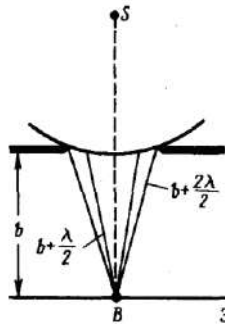


Рис.2

После элементарных преобразований, учитывая, что $\lambda \ll a$ и $\lambda \ll b$, получим

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}.$$

Площадь сферического сегмента и площадь m -й зоны Френеля соответственно равны

$$\sigma_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} m, \quad \Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}.$$

Это выражение не зависит от m , следовательно, при не слишком больших m площади зон Френеля одинаковы. Таким образом, построение зон Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равные зоны.

Согласно предположению Френеля, действие отдельных зон в точке M тем меньше, чем больше угол φ_m (рис.1) между нормалью n к поверхности зоны и направлением на M , т. е. действие зон постепенно убывает от центральной (около P_0) к периферическим. Кроме того, интенсивность излучения в направлении точки M уменьшается с ростом m и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки M . Учитывая оба этих фактора, можем записать

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots$$

Общее число зон Френеля, уместающихся на полусфере, очень велико; например при $a=b=10$ см и $\lambda=0,5$ мкм $N = \frac{2\pi a^2}{\pi ab\lambda} (a+b) = 8 \cdot 10^5$. Поэтому в качестве допустимого приближения можно считать, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон, т. е.

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}.$$

Тогда это выражение можно записать в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2},$$

так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю, а оставшаяся часть от амплитуды последней зоны $\pm A_m/2$ ничтожно мала.

Таким образом, амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке M определяется как бы действием только половины центральной зоны Френеля. Следовательно, действие всей волновой поверхности на точку M сводится к действию ее малого участка, меньшего центральной зоны.

Если предположить, что высота сегмента $h \ll a$ (при не слишком больших m), тогда $r_m^2 = 2ah_m$ и радиус внешней границы m -й зоны Френеля равен

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}.$$

Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т.е. *прямолинейно*. Таким образом, принцип Гюйгенса — Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

Дифракция Френеля на круглом отверстии.

Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника S , встречает на своем пути экран с круглым отверстием. Дифракционную картину наблюдаем на экране $\mathcal{E}$ в точке B , лежащей на линии, соединяющей S с центром отверстия (рис.12). Экран параллелен плоскости отверстия и находится от него на расстоянии b . Разобьем открытую часть волновой поверхности Φ на зоны Френеля. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке B всеми зонами, равна

$$A = A_1/2 \pm A_m/2,$$

где знак плюс соответствует нечетным m и минус — четным m .

Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке B будет больше, чем при свободном распространении волны; если четное, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю. Если отверстие открывает одну зону Френеля, то в точке B амплитуда $A=A_1$, т. е. вдвое больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием. Интенсивность света больше соответственно в четыре раза. Если отверстие открывает две зоны Френеля, то их действия в точке B практически уничтожат друг друга из-за интерференции. Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия вблизи точки B будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке B (если m четное, то в центре будет темное кольцо, если m нечетное — то светлое кольцо), причем интенсивность в максимумах убывает с расстоянием от центра картины. Расчет амплитуды результирующего колебания на внеосевых участках экрана более сложен, так как соответствующие им зоны Френеля частично перекрываются непрозрачным экраном. Если отверстие освещается не монохроматическим, а белым светом, то кольца окрашены.

5. Дифракция Фраунгофера на одной щели и дифракционной решетке

Немецкий физик И. Фраунгофер (1787—1826) рассмотрел дифракцию плоских световых волн, или дифракцию в параллельных лучах.

А) Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от бесконечно длинной щели (для этого практически достаточно, чтобы длина щели была значительно больше ее ширины). Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной a (рис.4, а). Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND , идущими от щели в произвольном направлении φ ,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi,$$

где F — основание перпендикуляра, опущенного из точки M на луч ND .

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, т. е. всего на ширине щели уместится $\Delta:\lambda/2$ зон. Так как свет на щель падает нормально, то плоскость щели совпадает с волновым фронтом; следовательно, все точки волнового фронта в плоскости щели будут колебаться в одинаковой фазе. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

Число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели, зависит от угла φ . От числа зон Френеля, в свою очередь, зависит результат наложения всех вторичных волн. Из приведенного построения следует, что при интерференции света от каждой пары *соседних* зон Френеля амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как колебания от каждой пары соседних зон взаимно гасят друг друга. Следовательно, если *число зон Френеля четное*, то

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots),$$

и в точке B наблюдается дифракционный минимум (полная темнота), если же число зон Френеля нечетное, то

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

и наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

В направлении $\varphi=0$ щель действует как одна зона Френеля, и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью, т. е. в точке B_0 наблюдается центральный дифракционный максимум.

Из этих условий можно найти направления на точки экрана, в которых амплитуда (а следовательно, и интенсивность) равна нулю ($\sin \varphi_{\min} = \pm m\lambda/a$) или максимальна ($\sin \varphi_{\max} = \pm(2m+1)\lambda/(2a)$).

Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны λ , поэтому рассмотренная выше дифракционная картина имеет место лишь для монохроматического света. При освещении щели белым светом центральный максимум наблюдается в виде белой полосы; он общий для всех длин волн (при $\varphi=0$ разность хода равна нулю для всех λ). Боковые максимумы радужно окрашены, так как условие максимума при любых m различно для разных λ . Таким образом, справа и слева от центрального максимума наблюдаются максимумы первого ($m=1$), второго ($m=2$) и других порядков, обращенные фиолетовым краем к центру дифракционной картины.

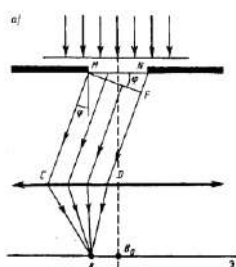


Рис. 3

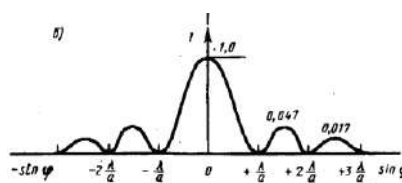


Рис. 4

Б) Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т. е. в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей. Рассмотрим дифракционную решетку. На рис.5 для наглядности показаны только две соседние щели MN и CD . Если ширина каждой щели равна a , а ширина непрозрачных участков между щелями b , то величина $d=a+b$ называется постоянной (периодом) дифракционной решетки. Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi.$$

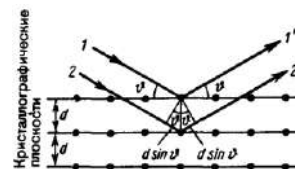
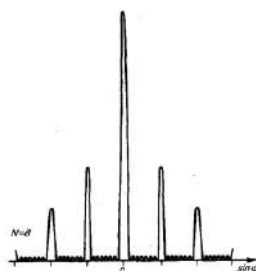
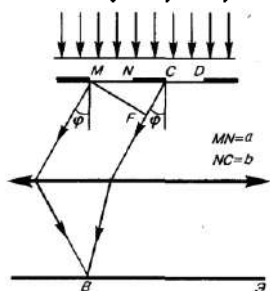


Рис.5

Рис.6

Рис. 7

Очевидно, что в тех направлениях, в которых *ни одна* из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т. е. *прежние (главные) минимумы* интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием:

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

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т. е. возникнут дополнительные минимумы. Очевидно, что эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$, посылаемых, например, от крайних левых точек *M* и *C* обеих щелей. Условие дополнительных минимумов имеет вид:

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots).$$

Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

Это выражение представляет условие главных максимумов.

Таким образом, полная дифракционная картина, для двух щелей определяется из условий:

$$d \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots \text{ — главные минимумы;}$$

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2} \lambda, \frac{5}{2} \lambda, \dots \text{ — дополнительные минимумы;}$$

$$d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots \text{ — главные максимумы,}$$

т. е. между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум. Аналогично можно показать, что между каждыми двумя главными максимумами при трех щелях располагается два дополнительных минимума, при четырех щелях — три и т. д.

Если дифракционная решетка состоит из *N* щелей, то условием главных минимумов является условие, условием главных максимумов имеют прежний вид, а условие дополнительных минимумов имеет вид

$$d \sin \varphi = \pm m' \lambda / N \quad (m' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots),$$

где *m'* может принимать все целочисленные значения, кроме 0, *N*, 2*N*, ... т. е. кроме тех, при которых условие (180.4) переходит в (180.3). Следовательно, в случае *N* щелей между двумя главными максимумами располагается *N-1* дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами, создающими весьма слабый фон.

Чем больше щелей *N*, тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем, следовательно, более интенсивными и более острыми будут максимумы. Так как модуль $\sin \varphi$ не может быть больше единицы, то число главных максимумов

$$m \leq d/\lambda,$$

то есть определяется отношением периода решетки к длине волны.

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ . Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального (*m=0*), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная — наружу. Это свойство дифракционной решетки используется для исследования спектрального состава света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов), т. е. *дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор*.

Дифракционные решетки, используемые в различных областях спектра, отличаются размерами, формой, материалом поверхности, профилем штрихов и их

частотой (от 6000 до 0,25 штрих/мм, что позволяет перекрывать область спектра от ультрафиолетовой его части до инфракрасной).

1.28 Лекция № 28 (2 часа).

Тема: «Поляризация и дисперсия света»

1.28.1 Вопросы лекции:

1. Поляризация света. Закон Малюса.
2. Поляризация света при отражении. Закон Брюстера.
3. Дисперсия света.
4. Эффект Доплера.

1.28.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса.

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис.1, луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов E объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов E — одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора E (и, следовательно, H) называется естественным.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется поляризованным. Так, если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное направление колебаний вектора E (рис.1, б), то имеем дело с частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор E (и, следовательно, H) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 1, в), называется плоскополяризованным (линейно поляризованным).

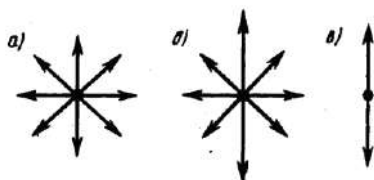


Рис.1

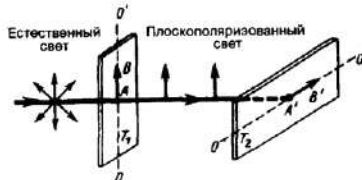


Рис.2

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется плоскостью поляризации. Степенью поляризации называется величина

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где $I_{\max}$, и $I_{\min}$ — соответственно максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором. Для естественного света $I_{\max}=I_{\min}$ и $P=0$, для плоскополяризованного $I_{\min}=0$ и $P=1$.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые поляризаторы, пропускающие колебания только определенного направления (например, пропускающие колебания, параллельные главной плоскости поляризатора, и полностью задерживающие колебания, перпендикулярные этой плоскости). В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний

вектора E , например, кристаллы (их анизотропия известна). Из природных кристаллов, давно используемых в качестве поляризатора, следует отметить турмалин.

Рассмотрим классические опыты с турмалином (рис. 2). Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина T_1 , вырезанной параллельно так называемой оптической оси OO' . Вращая кристалл T_1 вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности прошедшего через турмалин света не наблюдаем. Если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина T_2 и вращать ее вокруг направления луча, то интенсивность света, прошедшего через пластинки, меняется в зависимости от угла α между оптическими осями кристаллов по закону Малюса*:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha,$$

где I_0 и I — соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него.

Следовательно, интенсивность прошедшего через пластинки света изменится от минимума (полное гашение света) при $\alpha = \pi/2$ (оптические оси пластинок перпендикулярны) до максимума при $\alpha = 0$ (оптические оси пластинок параллельны). Однако, как это следует из рис.3 амплитуда E световых колебаний, прошедших через пластинку T_2 , будет меньше амплитуды колебаний E_0 , падающих на пластинку T_2 .

$$E = E_0 \cos \alpha.$$

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то и получается это выражение.

Пластина T_1 , преобразующая естественный свет в плоскополяризованный, является поляризатором. Пластина T_2 , служащая для анализа степени поляризации света, называется анализатором. Обе пластинки совершенно одинаковы (их можно поменять местами).

Если пропустить естественный свет через два поляризатора, главные плоскости которых образуют угол α , то из первого выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого $I_0 = 1/2 I_{\text{ест}}$, из второго, согласно (190.1), выйдет свет интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \alpha$. Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора,

$$I = 1/2 I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha,$$

откуда $I_0 = 1/2 I_{\text{ест}}$ (поляризаторы параллельны) и $I_{\text{min}} = 0$ (поляризаторы скрещены).

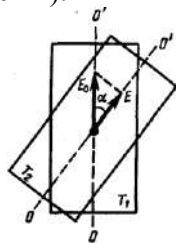


Рис.3

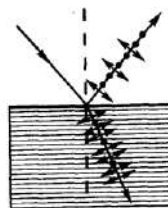


Рис.4

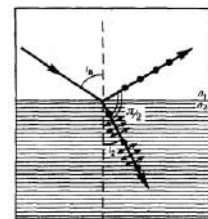


Рис.5

2. Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. Устанавливая на пути отраженного и преломленного лучей анализатор (например, турмалин), убеждаемся в том, что отраженный и преломленный лучи частично поляризованы: при поворачивании анализатора вокруг лучей интенсивность света периодически усиливается и ослабевает (полного гашения не наблюдается). Исследования показали, что в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис. 4 они обозначены точками), в преломленном — колебания, параллельные плоскости падения (изображены стрелками).

Степень поляризации (степень выделения световых волн с определенной ориентацией электрического (и магнитного) вектора) зависит от угла падения лучей и показателя преломления. Шотландский физик Д. Брюстер (1781—1868) установил закон, согласно которому при угле падения i_B (угол Брюстера), определяемого соотношением

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21}$$

(n_{21} — показатель преломления второй среды относительно первой), *отраженный луч является плоскополяризованным* (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения) (рис.5). *Преломленный же луч при угле падения i_B поляризуется максимально, но не полностью.*

Если свет падает на границу раздела под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи *взаимно перпендикулярны* ($\operatorname{tg} i_B = \sin i_B / \cos i_B$, $n_{21} = \sin i_B / \sin i_2$ (i_2 — угол преломления), откуда $\cos i_B = \sin i_2$). Следовательно, $i_B + i_2 = \pi/2$, но $i'_B = i_B$ (закон отражения), поэтому $i'_B + i_2 = \pi/2$.

Двойное лучепреломление.

Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают способностью двойного лучепреломления, т. е. раздваивания каждого падающего на них светового пучка. Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис.6). Даже в том случае, когда первичный пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рис.7). Второй из этих лучей получил название необыкновенного (e), а первый — обыкновенного (o).

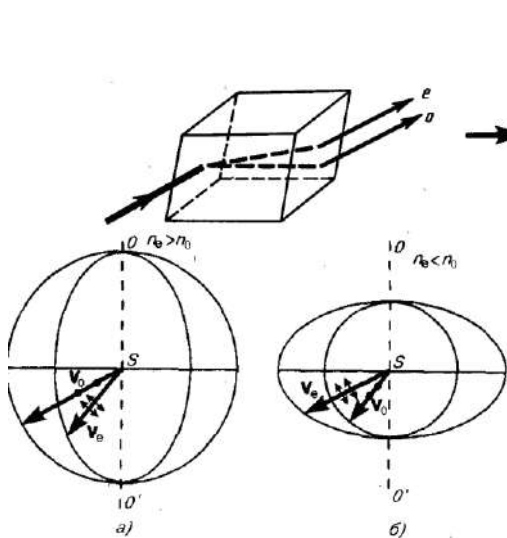


Рис.6

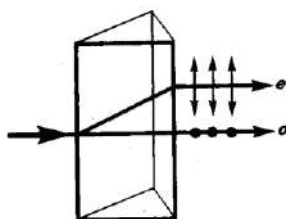


Рис.7

Рис.8

В кристалле исландского шпата имеется единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не наблюдается. Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется оптической осью кристалла. В данном случае речь идет именно о *направлении*, а не о прямой линии, проходящей через какую-то точку кристалла. *Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, является оптической осью кристалла.* Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают одноосные и двуосные, т.е. имеют одну или две оптические оси (к первым и относится исландский шпат).

Исследования показывают, что вышедшие из кристалла лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Плоскость, проходящая через направление

луча света и оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью (или главным сечением кристалла). Колебания светового вектора (вектора напряженности E электрического поля) в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном — в главной плоскости (рис.7).

Показатель преломления n_e необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча. Таким образом, обыкновенный луч подчиняется закону преломления (отсюда и название «обыкновенный»), а для необыкновенного луча этот закон не выполняется. После выхода из кристалла, если не принимать во внимание поляризацию во взаимно перпендикулярных плоскостях, эти два луча ничем друг от друга не отличаются.

Обыкновенные лучи распространяются в кристалле по всем направлениям с одинаковой скоростью $v_o=c/n_o$, а необыкновенные — с разной скоростью $v_e=c/n_e$ (в зависимости от угла между вектором E и оптической осью). Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси, $n_o=n_e$, $v_o=v_e$, т.е. вдоль оптической оси существует только одна скорость распространения света. Различие в v_e и v_o для всех направлений, кроме направления оптической оси, и обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

Поляризационные призмы и поляроиды

В основе работы поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света, лежит явление двойного лучепреломления. Наиболее часто для этого применяются призмы и поляроиды. Призмы делятся на два класса:

- 1) призмы, дающие только плоскополяризованный луч (поляризационные призмы);
- 2) призмы, дающие два поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях луча (двойкопреломляющие призмы).

Двойкопреломляющие призмы используют различие в показателях преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы развести их возможно дальше друг от друга. Примером двойкопреломляющих призм могут служить призмы из исландского шпата и стекла, призмы, составленные из двух призм из исландского шпата со взаимно перпендикулярными оптическими осями. Для первых призм (рис. 11) обыкновенный луч преломляется в шпате и стекле два раза и, следовательно, сильно отклоняется, необыкновенный же луч при соответствующем подборе показателя преломления стекла n ($n \approx n_e$) проходит призму почти без отклонения. Для вторых призм различие в ориентировке оптических осей влияет на угол расхождения между обыкновенным и необыкновенным лучами.

Двойкопреломляющие кристаллы обладают свойством дихроизма, т. е. различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны, и называются дихроичными кристаллами. Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин, в котором из-за сильного селективного поглощения обыкновенного луча уже при толщине пластинки 1 мм из нее выходит только необыкновенный луч. Такое различие в поглощении, зависящее, кроме того, от длины волны, приводит к тому, что при освещении дихроичного кристалла белым светом кристалл по разным направлениям оказывается различно окрашенным.

Дихроичные кристаллы приобрели еще более важное значение в связи с изобретением поляроидов. Примером поляроида может служить тонкая пленка из целлулоида, в которую вкраплены кристаллики герапатита (сернокислого иод-хинина). Герапатит — двойкопреломляющее вещество с очень сильно выраженным дихроизмом в области видимого света. Установлено, что такая пленка уже при толщине $\approx 0,1$ мм полностью поглощает обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в таком тонком слое совершенным поляризатором. Преимущество поляроидов перед призмами — возможность изготавливать их с площадями поверхностей до нескольких квадратных метров. Однако степень поляризации в них сильнее зависит от λ , чем в призмах. Кроме того, их меньшая по сравнению с призмами прозрачность (приблизительно 30%) в

сочетании с небольшой термостойкостью не позволяет использовать поляроиды в мощных световых потоках.

3. Дисперсия света

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость фазовой скорости v световых волн от его частоты ν . Дисперсия света представляется в виде зависимости

$$n=f(\lambda).$$

Рассмотрим дисперсию света в призме. Пусть монохроматический пучок света падает на призму с преломляющим углом A и показателем преломления n (рис. 12) под углом α_1 . После двукратного преломления (на левой и правой гранях призмы) луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол φ . Из рисунка следует, что

$$\varphi=(\alpha_1-\beta_1)+(\alpha_2-\beta_2)=\alpha_1+\alpha_2-A.$$

Предположим, что углы A и α_1 малы, тогда углы α_2 , β_1 и β_2 будут также малы и вместо синусов этих углов можно воспользоваться их значениями, откуда можно получить, что

$$\alpha_1+\alpha_2=nA.$$

Отсюда следует, что

$$\varphi=A(n-1),$$

т. е. угол отклонения лучей призмой тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

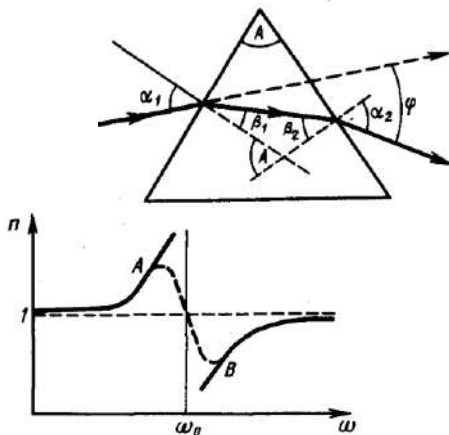


Рис. 1

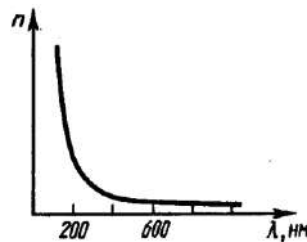


Рис. 2

Рис. 3

Угол отклонения лучей призмой зависит от величины $n-1$, а n — функция длины волны, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, т. е. пучок белого света за призмой разлагается в спектр, что и наблюдалось И. Ньютоном. Таким образом, с помощью призмы, так же как и с помощью дифракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

Различия в дифракционном и призматическом спектрах.

1. Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) можно вычислить длину волны. Разложение света в спектр в призме происходит по значениям показателя преломления, поэтому для определения длины волны света надо знать зависимость $n=f(\lambda)$.

2. Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно. Дифракционной решетке синус угла отклонения пропорционален длине волны. Следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решеткой сильнее. Призма же разлагает лучи в спектр по значениям показателя преломления, который для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны уменьшается (рис. 13). Поэтому красные лучи отклоняются призмой слабее,

чем фиолетовые. Величина $D = \frac{dn}{d\lambda}$, называемая дисперсией вещества, показывает, как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Из рис. 13 следует, что показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением длины волны увеличивается; следовательно, величина $dn/d\lambda$ по модулю также увеличивается с уменьшением λ . Такая дисперсия называется нормальной. Как будет показано ниже, ход кривой $n(\lambda)$ — кривой дисперсии — вблизи линий и полос поглощения будет иным: n уменьшается с уменьшением λ . Такой ход зависимости n от λ называется аномальной дисперсией.

На явлении нормальной дисперсии основано действие призмных спектрографов. Несмотря на их некоторые недостатки (например, необходимость градуировки, различная дисперсия в разных участках спектра) при определении спектрального состава света, призмные спектрографы находят широкое применение в спектральном анализе. Это объясняется тем, что изготовление хороших призм значительно проще, чем изготовление хороших дифракционных решеток. В призмных спектрографах также легче получить большую светосилу.

Электронная теория дисперсии света

Из макроскопической электромагнитной теории Максвелла следует, что абсолютный показатель преломления среды

$$n = \sqrt{\epsilon\mu},$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, μ — магнитная проницаемость. В оптической области спектра для всех веществ $\mu \approx 1$, поэтому

$$n = \sqrt{\epsilon}.$$

Трудности объяснения дисперсии света с точки зрения электромагнитной теории Максвелла устраняются электронной теорией Лоренца. В теории Лоренца дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

Применим электронную теорию дисперсии света для однородного диэлектрика, предположив формально, что дисперсия света является следствием зависимости ϵ от частоты ω световых волн. Диэлектрическая проницаемость вещества равна

$$\epsilon = 1 + \epsilon = 1 + P/(\epsilon_0 E),$$

где ϵ — диэлектрическая восприимчивость среды, ϵ_0 — электрическая постоянная, P — мгновенное значение поляризованности. Следовательно,

$$n^2 = 1 + P/(\epsilon_0 E),$$

т.е. зависит от P . В данном случае основное значение имеет электронная поляризация, т.е. вынужденные колебания электронов под действием электрической составляющей поля волны, так как для ориентационной поляризации молекул частота колебаний в световой волне очень высока ($\nu \approx 10^{15}$ Гц).

В первом приближении можно считать, что вынужденные колебания совершают только внешние, наиболее слабо связанные с ядром электроны — оптические электроны.

Для простоты рассмотрим колебания только одного оптического электрона. Наведенный дипольный момент электрона, совершающего вынужденные колебания, равен $p = ex$, где e — заряд электрона, x — смещение электрона под действием электрического поля световой волны. Если концентрация атомов в диэлектрике равна n_0 , то мгновенное значение

$$P = n_0 p = n_0 ex.$$

$$n^2 = 1 + n_0 ex / (\epsilon_0 E).$$

Следовательно, задача сводится к определению смещения x электрона под действием внешнего поля E . Поле световой волны будем считать функцией частоты ω , т. е. изменяющимся по гармоническому закону: $E = E_0 \cos \omega t$.

Уравнение вынужденных колебаний электрона для простейшего случая (без учета силы сопротивления, обуславливающей поглощение энергии падающей волны) запишется в виде

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t,$$

где $F_0 = eE_0$ — амплитудное значение силы, действующей на электрон со стороны поля волны, $\omega_0 \sqrt{k/m}$ — собственная частота колебаний электрона, m — масса электрона. Решив это уравнение, найдем $\epsilon = n^2$ в зависимости от констант атома (e , m , ω_0) и частоты ω внешнего поля, т.е. решим задачу дисперсии. Решение уравнения можно записать в виде

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

где

$$A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Подставляя, получим

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Если в веществе имеются различные заряды e_i , совершающие вынужденные колебания с различными собственными частотами ω_{0i} , то

$$n^2 = 1 + \frac{n_0}{\epsilon_0} \sum_i \frac{e_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2},$$

где m_i — масса i -го заряда.

Отсюда вытекает, что показатель преломления n зависит от частоты ω внешнего поля, т. е. полученные зависимости действительно подтверждают явление дисперсии.

Из выражений этих выражений следует, что в области от $\omega = 0$ до $\omega = \omega_0$ n^2 больше единицы и возрастает с увеличением ω (нормальная дисперсия); при $\omega = \omega_0$ $n^2 = \pm \infty$; в области от $\omega = \omega_0$ до $\omega = \infty$ n^2 меньше единицы и возрастает от $-\infty$ до 1 (нормальная дисперсия). Перейдя от n^2 к n , получим, что график зависимости n от ω имеет вид, изображенный на рис. 14. Такое поведение n вблизи ω_0 — результат допущения об отсутствии сил сопротивления при колебаниях электронов. Если принять в расчет и это обстоятельство, то график функции $n(\omega)$ вблизи ω_0 задастся штриховой линией AB . Область AB — область аномальной дисперсии (n убывает при возрастании ω), остальные участки зависимости n от ω описывают нормальную дисперсию (n возрастает с возрастанием ω).

Применение дисперсии света в спектральных приборах. Спектральный анализ.

Спектральные оптические приборы (монокроматоры, спектрофотометры, спектрометры).

Спектральный анализ вещества. Таблицы спектральных линий.

4. Эффект Доплера

Эффект Доплера в акустике объясняется тем, что частота колебаний, воспринимаемых приемником, определяется скоростями движения источника колебаний и приемника относительно среды, в которой происходит распространение звуковых волн. Закономерности эффекта Доплера для электромагнитных волн устанавливаются на основе специальной теории относительности.

Согласно принципу относительности Эйнштейна, уравнение световой волны во всех инерциальных системах отсчета одинаково по форме. Используя преобразования Лоренца, можно получить уравнение волны, посылаемой источником, в направлении приемника в другой инерциальной системе отсчета, а следовательно, и связать частоты световых волн, излучаемых источником (ν_0) и воспринимаемых приемником (ν). Теория относительности приводит к следующей формуле, описывающей эффект Доплера для электромагнитных волн в вакууме:

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + (v/c) \cos \theta} = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \theta},$$

где v — скорость источника света относительно приемника, c — скорость света в вакууме, $\beta = v/c$, θ — угол между вектором скорости v и направлением наблюдения, измеряемый в системе отсчета, связанной с наблюдателем. Из выражения (188.1) следует, что при $\theta = 0$

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v/c}}{\sqrt{1 + v/c}} = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \beta}}{\sqrt{1 + \beta}}.$$

Эта формула определяет так называемый продольный эффект Доплера, наблюдаемый при движении приемника вдоль линии, соединяющей его с источником. При малых относительных скоростях v ($v \ll c$), разлагая это выражение в ряд по степеням β и пренебрегая членом порядка β^2 , получим

$$\nu = \nu_0 (1 - \beta) = \nu_0 (1 - v/c).$$

Следовательно, при удалении источника и приемника друг от друга (при их положительной относительной скорости) наблюдается сдвиг в более длинноволновую область ($\nu < \nu_0$, $\lambda > \lambda_0$) — так называемое красное смещение. При сближении же источника и приемника (при их отрицательной относительной скорости) наблюдается сдвиг в более коротковолновую область ($\nu > \nu_0$, $\lambda < \lambda_0$) — так называемое фиолетовое смещение. Если $\theta = \pi/2$, то выражение примет вид

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - v^2/c^2} = \nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}$$

Данная формула определяет так называемый поперечный эффект Доплера, наблюдаемый при движении приемника перпендикулярно линии, соединяющей его с источником.

1.29 Лекция № 29 (2 часа).

Тема: «Квантовые свойства света»

1.29.1 Вопросы лекции.

1. Тепловое излучение и его характеристики
2. Законы теплового излучения
3. Внешний фотоэффект. Квантовая теория фотоэффекта.
4. Фотоны и их свойства.
5. Эффект Комптона

1.29.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Тепловое излучение и его характеристики

Свечение тел, обусловленное нагреванием, называется тепловым (температурным) излучением. Тепловое излучение, являясь самым распространенным в природе, совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (т. е. за счет его внутренней энергии) и свойственно всем телам при температуре выше 0 К. Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры. При высоких температурах излучаются короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, при низких — преимущественно длинные (инфракрасные). Тепловое излучение — практически единственный вид излучения, который может быть равновесным.

Количественной характеристикой теплового излучения служит спектральная плотность энергетической светимости (излучательности) тела — мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины:

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{изл}}}{d\nu}, \quad (1)$$

где $dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{изл}}$ — энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени (мощность излучения) с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$.

Зная спектральную плотность энергетической светимости, можно вычислить интегральную энергетическую светимость (интегральную излучательность) (ее называют просто энергетической светимостью тела), просуммировав по всем частотам:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu. \quad (2)$$

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется спектральной поглощательной способностью

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{погл}}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}, \quad (3)$$

показывающей, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu+d\nu$, поглощается телом. Спектральная поглощательная способность — величина безразмерная. Величины $R_{\nu,T}$ и $A_{\nu,T}$ зависят от природы тела, его термодинамической температуры и при этом различаются для излучений с различными частотами. Поэтому эти величины относят к определенным T и ν (вернее, к достаточно узкому интервалу частот от ν до $\nu+d\nu$).

Тело, способное поглощать полностью при любой температуре все падающее на него излучение любой частоты, называется абсолютно черным. Спектральная поглощательная способность черного тела для всех частот и температур тождественно равна единице ($A_{\nu,T}^{\text{ч}} \equiv 1$). Абсолютно черных тел в природе нет, однако такие тела, как

сажа, платиновая чернь, черный бархат и некоторые другие, в определенном интервале частот по своим свойствам близки к ним. Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием (рис.1).



Рис.1 -

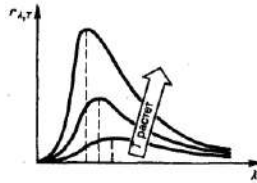


Рис.2

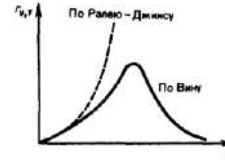


Рис.3

2. Законы теплового излучения

Закон Кирхгофа.

Отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела; оно является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры (закон Кирхгофа):

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r_{\nu,T}.$$

(4)

Для черного тела $A_{\nu,T}^{\text{ч}} \equiv 1$, поэтому из закона Кирхгофа вытекает, что $R_{\nu,T}$ для черного тела равна $r_{\nu,T}$. Универсальная функция Кирхгофа $r_{\nu,T}$ есть спектральная плотность энергетической светимости черного тела. Следовательно, согласно закону Кирхгофа, для всех тел отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности равно спектральной плотности энергетической светимости черного тела при той же температуре и частоте.

Из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность энергетической светимости любого тела в любой области спектра всегда меньше спектральной плотности энергетической светимости черного тела (при тех же значениях T и ν), так как $A_{\nu,T} < 1$ и поэтому $R_{\nu,T} < r_{\nu,T}$. Кроме того, если тело при данной температуре T не поглощает электромагнитные волны в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$, то оно их в этом интервале частот при температуре T и не излучает, так как при $A_{\nu,T} = 0$ $R_{\nu,T} = 0$.

Используя закон Кирхгофа, выражение для энергетической светимости тела можно записать в виде

$$R_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu.$$

(5)

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$$

(6)

— энергетически светимость черного тела (зависит только от температуры).

Законы Стефана — Больцмана и смещения Вина

Согласно закону Стефана — Больцмана,

$$R_e = \sigma T^4, \quad (7)$$

энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры; σ — постоянная Стефана — Больцмана: ее экспериментальное значение равно $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Площадь, ограниченная кривой зависимости $r_{\lambda,T}$ от λ и осью абсцисс, пропорциональна энергетической светимости R_e черного тела и, следовательно, по закону Стефана — Больцмана, четвертой степени температуры.

Согласно закону смещения Вина

$$\lambda_{\text{max}} = b/T, \quad (8)$$

Длина волны $\lambda_{\max}$, соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda,T}$ черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре, b — постоянная Вина; ее экспериментальное значение равно $2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К.

Выражение (8) называют законом смещения Вина, потому что оно показывает смещение положения максимума функции $r_{\lambda,T}$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн

Формулы Рэлея — Джинса и Планка

Формула Рэлея — Джинса для спектральной плотности энергетической светимости черного тела имеет вид

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad (9)$$

где $\langle \epsilon \rangle = kT$ — средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν . Для осциллятора, совершающего колебания, средние значения кинетической и потенциальной энергий одинаковы, поэтому средняя энергия каждой колебательной степени свободы $\langle \epsilon \rangle = kT$.

Как показал опыт, выражение (9) согласуется с экспериментальными данными только в области достаточно малых частот и больших температур. В области больших частот формула Рэлея — Джинса резко расходится с экспериментом, а также с законом смещения Вина. Кроме того, оказалось, что попытка получить закон Стефана — Больцмана из формулы Рэлея — Джинса приводит к абсурду. Действительно, вычисленная энергетическая светимость черного тела равна

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty, \quad (10)$$

в то время как по закону Стефана — Больцмана R_e пропорциональна четвертой степени температуры. Этот результат получил название «ультрафиолетовой катастрофы».

Согласно выдвинутой Планком квантовой гипотезе, атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями — квантами, причем энергия кванта пропорциональна частоте колебания:

$$\epsilon_0 = h\nu = hc/\lambda, \quad (11)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка. Так как излучение испускается порциями, то энергия осциллятора ϵ может принимать лишь определенные дискретные значения, кратные целому числу элементарных порций энергии ϵ_0 :

$$\epsilon = n h \nu \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

В данном случае среднюю энергию $\langle \epsilon \rangle$ осциллятора нельзя принимать равной kT . В приближении, что распределение осцилляторов по возможным дискретным состояниям подчиняется распределению Больцмана, средняя энергия осциллятора

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1},$$

а спектральная плотность энергетической светимости черного тела

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}.$$

Таким образом, Планк вывел для универсальной функции Кирхгофа формулу

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}, \quad (12)$$

которая блестяще согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела во всем интервале частот и температур.

3. Внешним фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом) называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения.

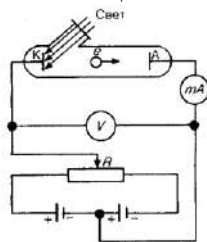


Рис.4 – Установка для исследования
характеристики

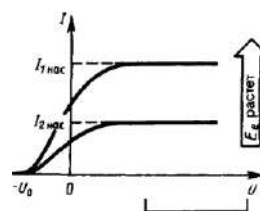


Рис.5 – Вольт-амперные

внешнего фотоэффекта

вакуумного фотоэлемента

На рис.4 приведена экспериментальная установка для исследования вольт-амперной характеристики фотоэффекта — зависимости фототока I , образуемого потоком электронов, испускаемых катодом под действием света, от напряжения U между электродами. Такая зависимость, соответствующая двум различным освещенностям E , катода (частота света в обоих случаях одинакова), приведена на рис.5. По мере увеличения U фототок постепенно возрастает, т. е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Пологий характер кривых показывает, что электроны вылетают из катода с различными скоростями. Максимальное значение тока $I_{\text{нас}}$ — фототок насыщения — определяется таким значением U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода:

$$I_{\text{нас}} = en,$$

где n — число электронов, испускаемых катодом в 1 с.

Из вольт-амперной характеристики следует, что при $U=0$ фототок не исчезает. Следовательно, электроны, выбитые светом из катода, обладают некоторой начальной скоростью v , а значит, и отличной от нуля кинетической энергией и могут достигнуть анода без внешнего поля. Для того чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить задерживающее напряжение U_0 . При $U=U_0$ ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью v_{max} , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода. Следовательно,

$$\frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = eU_0,$$

т. е., измерив задерживающее напряжение U_0 , можно определить максимальные значения скорости и кинетической энергии фотоэлектронов.

Три закона внешнего фотоэффекта.

I. Закон Столетова: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения пропорциональна энергетической освещенности E_e катода).

II. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν .

III. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен

Квантовая теория для внешнего фотоэффекта.

А. Эйнштейн в 1905 г. показал, что явление фотоэффекта и его закономерности могут быть объяснены на основе предложенной им квантовой теории фотоэффекта. Согласно Эйнштейну, свет частотой ν не только испускается, как это предполагал Планк, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $\epsilon_0 = h\nu$. Кванты электромагнитного излучения получили

название фотонов. По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света (I закон фотоэффекта). Безынерционность фотоэффекта объясняется тем, что передача энергии при столкновении фотона с электроном происходит почти мгновенно.

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода A из металла (и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии $mv_{\max}^2/2$). По закону сохранения энергии,

$$h\nu = A + mv_{\max}^2/2. \quad (14)$$

Уравнение (14) называется уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

Уравнение Эйнштейна позволяет объяснить II и III законы фотоэффекта. Согласно изложенному, используя выражение (14) получим, что

$$\nu_0 = A/h \quad (15)$$

Это и есть красная граница фотоэффекта для данного металла. Она зависит лишь от работы выхода электрона, т. е. от химической природы вещества и состояния его поверхности. Выражение можно записать, в виде $eU_0 = h(\nu - \nu_0)$.

Применение фотоэффекта - простейшим фотоэлементом с внешним фотоэффектом является вакуумный фотоэлемент.

4. Фотоны и их свойства. Давление света.

Согласно гипотезе световых квантов Эйнштейна, свет испускается, поглощается и распространяется дискретными порциями (квантами), названными фотонами. Энергия фотона $\epsilon_0 = h\nu$. Его масса находится из закона взаимосвязи массы и энергии:

$$m_\gamma = h\nu/c^2.$$

Фотон — элементарная частица, которая всегда (в любой среде) движется со скоростью света c и имеет массу покоя, равную нулю. Следовательно, масса фотона отличается от массы таких элементарных частиц, как электрон, протон и нейтрон, которые обладают отличной от нуля массой покоя и могут находиться в состоянии покоя.

Импульс фотона p_γ получим, если положим массу покоя фотона $m_{0\gamma} = 0$:

$$p_\gamma = \epsilon_0/c = h\nu/c.$$

Из приведенных рассуждений следует, что фотон, как и любая другая частица, характеризуется энергией, массой и импульсом. Приведенные выражения связывают корпускулярные характеристики фотона — массу, импульс и энергию — с волновой характеристикой света — его частотой ν .

Давление света на поверхность равно импульсу, который передают поверхности в 1 с N фотонов:

$$p = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho) N = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} N.$$

$Nh\nu = E_e$ есть энергия всех фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени, т. е. энергетическая освещенность поверхности (см. § 168), а $E_e/c = w$ — объемная плотность энергии излучения. Поэтому давление, производимое светом при нормальном падении на поверхность,

$$p = \frac{E_e}{c} (1 + \rho) = w (1 + \rho).$$

Экспериментальное доказательство существования светового давления на твердые тела и газы дано в опытах П. И. Лебедева, сыгравших в свое время большую роль в утверждении теории Максвелла.

5. Эффект Комптона

Наиболее полно корпускулярные свойства света проявляются в эффекте Комптона. Американский физик А. Комптон (1892—1962), исследуя в 1923 г. рассеяние монохроматического рентгеновского излучения веществами с легкими атомами (парафин, бор), обнаружил, что в составе рассеянного излучения наряду с излучением первоначальной длины волны наблюдается также более длинноволновое излучение. Опыты показали, что разность $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния θ :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_C \sin^2(\theta/2), \quad (16)$$

где λ' — длина волны рассеянного излучения, λ_C — комптоновская длина волны (при рассеянии фотона на электроне $\lambda_C = 2,426$ пм).

Эффектом Комптона называется упругое рассеяние коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского и γ -излучений) на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества, сопровождающееся увеличением длины волны. Этот эффект не укладывается в рамки волновой теории, согласно которой длина волны при рассеянии изменяться не должна: под действием периодического поля световой волны электрон колеблется с частотой поля и поэтому излучает рассеянные волны той же частоты.

Объяснение эффекта Комптона дано на основе квантовых представлений о природе света. Если считать, как это делает квантовая теория, что излучение имеет корпускулярную природу, т. е. представляет собой поток фотонов, то эффект Комптона — результат упругого столкновения рентгеновских фотонов со свободными электронами вещества (для легких атомов электроны слабо связаны с ядрами атомов, поэтому их можно считать свободными). В процессе этого столкновения фотон передает электрону часть своих энергии и импульса в соответствии с законами их сохранения.

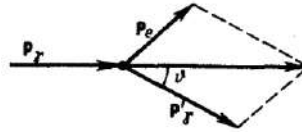


Рис. 6 – Векторная диаграмма упругого столкновения рентгеновского фотона с покоящимся свободным электроном

Согласно закону сохранения энергии,

$$W_0 + \varepsilon_\gamma = W + \varepsilon',$$

а согласно закону сохранения импульса, $\mathbf{P}_\gamma = \mathbf{P}_e + \mathbf{P}_{\gamma'}$,

где $W_0 = m_0 c^2$ — энергия электрона до столкновения, $\varepsilon_\gamma = h\nu$ — энергия налетающего фотона, $W = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4}$ — энергия электрона после столкновения (используется релятивистская формула, так как скорость электрона отдачи в общем случае значительна), $\varepsilon'_\gamma = h\nu'$ — энергия рассеянного фотона. Преобразуя эти выражения, получим уравнения (17) и (18)

$$m_0 c^2 + h\nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + h\nu', \quad (17)$$

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2 \frac{h^2}{c^2} \nu\nu' \cos \theta. \quad (18)$$

Решая эти уравнения совместно, получим

$$m_0 c^2 (\nu - \nu') = h\nu\nu' (1 - \cos \theta).$$

Поскольку $\nu = c/\lambda$, $\nu' = c/\lambda'$ и $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$, получим выражение

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (19)$$

Это выражение есть полученная экспериментально Комптоном формула (16). Подстановка в нее значений h , m_0 и c дает комptonовскую длину волны электрона $\lambda_C = h/(m_0c) = 2,426$ пм.

1.30 Лекция № 30 (2 часа).

Тема: «Элементы физики атома»

1.30.1 Вопросы лекции:

1. Строение атома.
2. Линейчатый спектр атома водорода.
3. Теория атома водорода по Бору.
4. Частица в сферически симметричном поле.

1.30.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Строение атома.

На основании своих исследований Резерфорд в 1911 г. предложил ядерную (планетарную) модель атома. Согласно этой модели, вокруг положительного ядра, имеющего заряд Ze (Z — порядковый номер элемента в системе Менделеева, e — элементарный заряд), размер 10^{-15} — 10^{-14} м и массу, практически равную массе атома, в области с линейными размерами порядка 10^{-10} м по замкнутым орбитам движутся электроны, образуя электронную оболочку атома. Так как атомы нейтральны, то заряд ядра равен суммарному заряду электронов, т. е. вокруг ядра должно вращаться Z электронов.

Для простоты предположим, что электрон движется вокруг ядра по круговой орбите радиуса r . При этом кулоновская сила взаимодействия между ядром и электроном сообщает электрону центростремительное ускорение. Второй закон Ньютона для электрона, движущегося по окружности под действием кулоновской силы, имеет вид

$$\frac{Zee}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r},$$

(1)

где m_e и v — масса и скорость электрона на орбите радиуса r , ϵ_0 — электрическая постоянная.

Согласно классической электродинамике, ускоренно движущиеся электроны должны излучать электромагнитные волны и вследствие этого непрерывно терять энергию. В результате электроны будут приближаться к ядру и в конце концов упадут на него. Таким образом, атом Резерфорда оказывается неустойчивой системой, что противоречит действительности.

2. Линейчатый спектр излучения атома водорода. Формула Бальмера.

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*:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3, 4, 5, \dots),$$

(2)

где $R'=1,10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ — постоянная Ридберга.* Так как $\nu = c/\lambda$, то формула (2) может быть переписана для частот:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3, 4, 5, \dots),$$

(3)

где $R=R'c=3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ — также постоянная Ридберга.

Из этих выражений вытекает, что спектральные линии, отличающиеся различными значениями n , образуют группу или серию линий, называемую серией Бальмера. С увеличением n линии серии сближаются; значение $n = \infty$ определяет границу серии, к которой со стороны больших 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:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=2, 3, 4, \dots).$$

В *инфракрасной области спектра* были также обнаружены:

$$\text{серия Пашена} \quad \nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=4, 5, 6, \dots);$$

$$\text{серия Брэкета} \quad \nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=5, 6, 7, \dots);$$

$$\text{серия Пфунда} \quad \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=6, 7, 8, \dots);$$

$$\text{серия Хэмфри} \quad \nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=7, 8, 9, \dots).$$

Все приведенные серии в спектре атома водорода могут быть описаны одной формулой, называемой обобщенной формулой Бальмера:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

(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*).

3. Теория атома водорода по Бору.

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 движутся 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

$$m_e v r_n = n \hbar \quad (n=1, 2, 3, \dots),$$

(5)

где m_e — масса электрона, v — его скорость по n -й орбите радиуса r_n , $\hbar = h/(2\pi)$.

Второй постулат Бора (правило частот): при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) один фотон с энергией

$$h\nu = E_n - E_m,$$

(6)

равной разности энергий соответствующих стационарных состояний (E_n и E_m — соответственно энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения)).

При $E_m < E_n$ 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 близлежащую), при $E_m > E_n$ — его поглощение (переход атома в состояние с большей энергией, т. е. переход электрона на более удаленную от ядра орбиту). Набор возможных дискретных частот $\nu = (E_n - E_m)/h$ квантовых переходов и определяет линейчатый спектр атома.

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 He^+ , Li^{2+}), а также теоретически вычислить постоянную Ридберга.

Следуя Бору, рассмотрим движение электрона в водородоподобной системе, ограничиваясь круговыми стационарными орбитами. Решая совместно уравнение (1) $m_e v^2 / r = Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r^2)$, предложенное Резерфордом, и уравнение (5), получим выражение для радиуса n -й стационарной орбиты:

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2 \cdot 4\pi\epsilon_0}{m_e Z e^2}, \quad (7)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$. Из выражения (7) следует, что радиусы орбит растут пропорционально квадратам целых чисел.

Для атома водорода ($Z = 1$) радиус первой орбиты электрона при $n = 1$, называемый первым боровским радиусом (a), равен

$$r_1 = a = \frac{\hbar^2 \cdot 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 52,8 \text{ пм}, \quad (8)$$

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 $m_e v^2 / 2$ и потенциальной энергии в электростатическом поле ядра — $Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r)$:

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = - \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Учтено, что $\frac{m_e v^2}{2} = \frac{1}{2} Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r)$. Учитывая дискретные характер радиусов стационарных орбит, получим, что энергия электрона может принимать только следующие дозволенные дискретные значения:

$$E_n = - \frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m_e e^4}{8\hbar^2 \epsilon_0^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (9)$$

где знак минус означает, что электрон находится в связанном состоянии.

Из формулы (9) следует, что энергетические состояния атома образуют последовательность энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значения n .

Целое число n в выражении (9), 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, возможные уровни энергии, схематически представленные на рис. 1.

Энергия атома водорода с увеличением n возрастает и энергетические уровни сближаются к границе, соответствующей значению $n = \infty$. Атом водорода обладает, таким образом, минимальной энергией ($E_1 = -13,55$ 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

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

квант

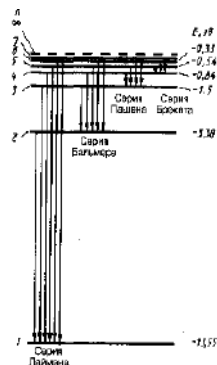


Рис.1 – Энергетические уровни атома водорода

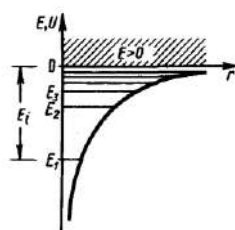


Рис.2 – Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром и возможные значения энергии в атоме водорода

откуда частота излучения

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

(10)

где $R = m_e e^4 / (8h^3 \varepsilon_0^2)$.

1.31 Лекция № 31 (2 часа).

Тема: «Элементы квантовой механики»

1.31.1 Вопросы лекции:

1. Волновые свойства частиц вещества. Формула де Бройля.
2. Соотношение неопределённостей Гейзенберга
3. Уравнение Шредингера общее и для стационарных состояний
4. Применение уравнения Шредингера.
5. Атом водорода в квантовой механике.

1.31.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Волновые свойства частиц вещества. Формула де Бройля.

Согласно де Бройлю, с каждым микрообъектом связываются, с одной стороны, корпускулярные характеристики — энергия E и импульс p , а с другой — волновые характеристики — частота ν и длина волны λ . Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц, такие же, как для фотонов:

$$E = h\nu, \quad p = h/\lambda. \quad (1)$$

Таким образом, любой частице, обладающей импульсом, сопоставляют волновой процесс с длиной волны, определяемой по формуле де Бройля:

$$\lambda = h/p. \quad (2)$$

Это соотношение справедливо для любой частицы с импульсом p .

Волновые свойства присущи не только потоку большой совокупности электронов, но и каждому электрону в отдельности. Это удалось экспериментально подтвердить в 1948 г. российскому физику В. А. Фабриканту. Впоследствии дифракционные явления обнаружили также для нейтронов, протонов, атомных и молекулярных пучков. Это окончательно послужило доказательством наличия волновых свойств микрочастиц и позволило описывать движение микрочастиц в виде волнового процесса, характеризующегося определенной длиной волны, рассчитываемой по формуле де Бройля (2).

$$\varepsilon = \hbar \nu.$$

(3)

Некоторые свойства волн де Бройля

Рассмотрим свободно движущуюся со скоростью v частицу массой m . Вычислим для нее фазовую и групповую скорости волн де Бройля. Фазовая скорость равна

$$v_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar \omega}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v} \quad (4)$$

($E = \hbar \omega$ и $p = \hbar k$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число). Так как $c > v$, то фазовая скорость волн де Бройля больше скорости света в вакууме (фазовая скорость волн может быть как меньше, так и больше c в отличие от групповой скорости волн. Групповая скорость равна

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar \omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}.$$

Для свободной частицы $E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$ и

$$\frac{dE}{dp} = \frac{pc^2}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} = \frac{pc^2}{E} = \frac{mvc^2}{mc^2} = v.$$

Следовательно, групповая скорость волн де Бройля равна скорости частицы.

Групповая скорость фотона $u = \frac{pc^2}{E} = \frac{mcc^2}{mc^2} = c$, т. е. равна скорости самого фотона.

Волны де Бройля испытывают дисперсию. Действительно, подставив в выражение $v_{\text{фаз}} = E/p$ формулу $E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$, увидим, что скорость волн де Бройля зависит от длины волны.

2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга

В. Гейзенберг, учитывая волновые свойства микрочастиц и связанные с волновыми свойствами ограничения в их поведении, пришел в 1927 г. к выводу, что объект микромира невозможно одновременно с любой наперед заданной точностью характеризовать и координатой и импульсом. Согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга, микрочастица (микрообъект) не может иметь одновременно и определенную координату (x, y, z), и определенную соответствующую проекцию импульса (p_x, p_y, p_z), причем неопределенности этих величин удовлетворяют условиям

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar, \quad \Delta y \Delta p_y \geq \hbar, \quad \Delta z \Delta p_z \geq \hbar,$$

(5)

т. е. произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка $\hbar$.

В квантовой теории рассматривается также соотношение неопределенностей для энергии E и времени t , т. е. неопределенности этих величин удовлетворяют условию

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar.$$

(6)

Подчеркнем, что ΔE — неопределенность энергии некоторого состояния системы, Δt — промежуток времени, в течение которого оно существует. Следовательно, система, имеющая среднее время жизни Δt , не может быть охарактеризована определенным значением энергии; разброс энергии $\Delta E = h/\Delta t$ возрастает с уменьшением среднего времени жизни. Из этого выражения следует, что частота излученного фотона также должна иметь неопределенность $\Delta \nu = \Delta E/h$, т. е. линии спектра должны характеризоваться частотой, равной $\nu \pm \Delta E/h$. Опыт действительно показывает, что все спектральные линии размыты; измеряя ширину спектральной линии, можно оценить порядок времени существования атома в возбужденном состоянии.

3. Уравнение Шредингера общее и для стационарных состояний

Волновая функция и ее статистический смысл

Квантовая механика описывает законы движения и взаимодействия микрочастиц с учетом их волновых свойств. Ее создание и развитие охватывает период с 1900 г. и связано прежде всего с работами австрийского физика Э. Шредингера, немецкого физика В. Гейзенберга и английского физика П. Дирака.

Немецкий физик М. Борн в 1926 г. предположил, что по волновому закону меняется не сама вероятность, а величина, названная амплитудой вероятности и обозначаемая $\Psi(x, y, z, t)$. Эту величину называют также волновой функцией (или Ψ -функцией). Амплитуда вероятности может быть комплексной, и вероятность W пропорциональна квадрату ее модуля:

$$W \sim |\Psi(x, y, z, t)|^2 \quad (7)$$

($|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$, Ψ^* — функция, комплексно сопряженная с Ψ). Таким образом, описание состояния микрообъекта с помощью волновой функции имеет статистический, вероятностный характер: квадрат модуля волновой функции (квадрат модуля амплитуды волн де Бройля) определяет вероятность нахождения частицы в момент времени t в области с координатами x и $x+dx$, y и $y+dy$, z и $z+dz$.

Итак, в квантовой механике состояние микрочастиц описывается принципиально по-новому — с помощью волновой функции, которая является *основным носителем информации* об их корпускулярных и волновых свойствах. Вероятность нахождения частицы в элементе объемом dV равна

$$dW = |\Psi|^2 dV. \quad (8)$$

Величина $|\Psi|^2 = dW/dV$ (квадрат модуля Ψ -функции) имеет смысл плотности вероятности, т. е. определяет вероятность нахождения частицы в единичном объеме в окрестности точки с координатами x, y, z . Таким образом, физический смысл имеет не сама Ψ -функция, а квадрат ее модуля $|\Psi|^2$, которым задается *интенсивность волн де Бройля*.

Вероятность найти частицу в момент времени t в конечном объеме V , согласно теореме сложения вероятностей, равна

$$W = \int_V dW = \int_V |\Psi|^2 dV.$$

Так как $|\Psi|^2 dV$ определяется как вероятность, то необходимо волновую функцию Ψ нормировать так, чтобы вероятность достоверного события обращалась в единицу, если за объем V принять бесконечный объем всего пространства. Это означает, что при данном условии частица должна находиться где-то в пространстве. Следовательно, условие нормировки вероятностей

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dV = 1, \quad (9)$$

где данный интеграл вычисляется по всему бесконечному пространству, т. е. по координатам x, y, z от $-\infty$ до ∞ . Таким образом, это условие говорит об объективном существовании частицы в пространстве.

Волновая функция удовлетворяет принципу суперпозиции: если система может находиться в различных состояниях, описываемых волновыми функциями $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n, \dots$, то она также может находиться в состоянии Ψ , описываемом линейной комбинацией этих функций:

$$\Psi = \sum_n C_n \Psi_n,$$

где C_n ($n=1, 2, \dots$) — произвольные, вообще говоря, комплексные числа. Сложение *волновых функций* (амплитуд вероятностей), а не *вероятностей* (определяемых квадратами модулей волновых функций) принципиально отличает квантовую теорию от классической статистической теории, в которой для независимых событий справедлива *теорема сложения вероятностей*.

Волновая функция Ψ , являясь основной характеристикой состояния микрообъектов, позволяет в квантовой механике вычислять средние значения физических величин, характеризующих данный микрообъект.

Общее уравнение Шредингера и для стационарных состояний

Основное уравнение *нерелятивистской квантовой механики* сформулировано в 1926 г. Э. Шредингером. Уравнение Шредингера, как и все основные уравнения физики (например, уравнения Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла для электромагнитного поля), не выводится, а постулируется. Правильность этого уравнения подтверждается согласием с опытом получаемых с его помощью результатов, что, в свою очередь, придает ему характер закона природы. Уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

(10)

где $\hbar = h/(2\pi)$, m — масса частицы, Δ — оператор Лапласа $\left(\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right)$, i — мнимая единица, $U(x, y, z, t)$ — потенциальная функция частицы в силовом поле, в котором она движется, $\Psi(x, y, z, t)$ — искомая волновая функция частицы.

Уравнение справедливо для любой частицы, движущейся с малой (по сравнению со скоростью света) скоростью, т. е. со скоростью $v \ll c$. Оно дополняется условиями, накладываемыми на волновую функцию:

- 1) волновая функция должна быть конечной, однозначной и непрерывной;
- 2) производные $\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \frac{\partial \Psi}{\partial t}$ должны быть непрерывны;
- 3) функция $|\Psi|^2$ должна быть интегрируема; это условие в простейших случаях сводится к условию нормировки вероятностей.

Уравнение (10) является общим уравнением Шредингера. Его также называют уравнением Шредингера, зависящим от времени. Для многих физических явлений, происходящих в микромире, уравнение (10) можно упростить, исключив зависимость Ψ от времени, иными словами, найти уравнение Шредингера для *стационарных состояний* — состояний с фиксированными значениями энергии. Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, т. е. функция $U = U(x, y, z)$ не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В данном случае решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде произведения двух функций, одна из которых есть функция только координат, другая — только времени, причем зависимость от времени выражается множителем $e^{-i\epsilon t} = e^{-i(E/\hbar)t}$, так что

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i(E/\hbar)t}, \quad (13)$$

где E — полная энергия частицы, постоянная в случае стационарного поля. Подставляя, получим

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i(E/\hbar)t} \Delta\psi + U\psi e^{-i(E/\hbar)t} = i\hbar (-iE/\hbar) \psi e^{-i(E/\hbar)t};$$

откуда после деления на общий множитель $e^{-i(E/\hbar)t}$ и соответствующих преобразований придем к уравнению, определяющему функцию ψ :

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (14)$$

Уравнение (14) называется уравнением Шредингера для стационарных состояний. В это уравнение в качестве параметра входит полная энергия E частицы.

Таким образом, реальный физический смысл имеют только такие решения, которые выражаются регулярными функциями ψ . Но регулярные решения имеют место не при любых значениях параметра E , а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются собственными. Решения же, которые соответствуют собственным значениям энергии, называются собственными функциями. Собственные значения E могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд. В первом случае говорят о непрерывном, или сплошном, спектре, во втором — о дискретном спектре.

4. Применение уравнения Шредингера

1. Движение свободной частицы

Свободная частица — частица, движущаяся в отсутствие внешних полей. Так как на свободную частицу (пусть она движется вдоль оси x) силы не действуют, то потенциальная энергия частицы $U(x) = \text{const}$ и ее можно принять равной нулю. Тогда полная энергия частицы совпадает с ее кинетической энергией. В таком случае уравнение Шредингера (217.5) для стационарных состояний примет вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0. \quad (15)$$

Прямой подстановкой можно убедиться в том, что частным решением этого уравнения является функция $\psi(x) = Ae^{ikx}$, где $A = \text{const}$ и $k = \text{const}$, с собственным значением энергии

$$E = \hbar^2 k^2 / (2m). \quad (16)$$

Функция $\psi(x) = Ae^{ikx} = Ae^{(i/\hbar)\sqrt{2mEx}}$ представляет собой только координатную часть волновой функции $\Psi(x, t)$. Поэтому зависящая от времени волновая функция равна

$$\Psi(x, t) = Ae^{-i\omega t + ikx} = Ae^{-i(E/\hbar)t + (i/\hbar)p_x x} \quad (17)$$

(здесь $\omega = E/\hbar$ и $k = p_x/\hbar$). Функция (17) представляет собой плоскую монохроматическую волну де Бройля.

Из этого выражения следует, что зависимость энергии от импульса

$$E = \hbar^2 k^2 / (2m) = p_x^2 / (2m)$$

оказывается обычной для нерелятивистских частиц. Следовательно, энергия свободной частицы может принимать любые значения (так как волновое число k может принимать любые положительные значения), т. е. ее энергетический спектр является непрерывным.

Таким образом, свободная квантовая частица описывается плоской монохроматической волной де Бройля. Этому соответствует не зависящая от времени плотность вероятности обнаружения частицы в данной точке пространства

$$|\Psi|^2 = \Psi\Psi^* = |A|^2,$$

т. е. все положения свободной частицы в пространстве являются равновероятными.

2. Частица в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками»

Проведем качественный анализ решений уравнения Шредингера применительно к частице в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками». Такая «яма» описывается потенциальной энергией вида (для простоты принимаем, что частица движется вдоль оси x)

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq l, \\ \infty, & x > l, \end{cases}$$

где l — ширина «ямы», а энергия отсчитывается от ее дна (рис. 1).



Рис. 1

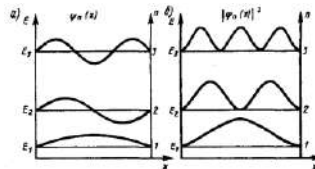


Рис. 2

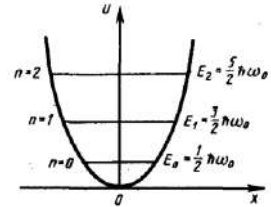


Рис. 3

Уравнение Шредингера для стационарных состояний в случае одномерной задачи запишется в виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (18)$$

По условию задачи (бесконечно высокие «стенки»), частица не проникает за пределы «ямы», поэтому вероятность ее обнаружения (а, следовательно, и волновая функция) за пределами «ямы» равна нулю. На границах «ямы» (при $x=0$ и $x=l$) непрерывная волновая функция также должна обращаться в нуль. Следовательно, граничные условия в данном случае имеют вид

$$\psi(0) = \psi(l) = 0.$$

(19)

В пределах «ямы» ($0 \leq x \leq l$) уравнение Шредингера сведется к уравнению

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$$

или

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0,$$

(20)

где

$$k^2 = 2mE/\hbar^2.$$

Общее решение дифференциального уравнения (20):

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx.$$

Так как при $x=0$ $\psi(0)=0$, то $B=0$. Поэтому $\psi(x) = A \sin kx$.

Условие $\psi(l) = A \sin kl = 0$ выполняется только при $kl = n\pi$, где n — целые числа, т. е. необходимо, чтобы

$$k = n\pi/l.$$

(21)

Откуда следует, что

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \quad (n=1, 2, 3, \dots),$$

(22)

т. е. стационарное уравнение Шредингера, описывающее движение частицы в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками», удовлетворяется только при собственных значениях E_n , зависящих от целого числа n .

Следовательно, энергия E_n частицы в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» принимает лишь определенные дискретные значения, т.е. квантуется. Квантованные значения энергии E_n называются уровнями энергии, а число n , определяющее энергетические уровни частицы, называется главным квантовым числом.

Таким образом, микрочастица в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» может находиться только на определенном энергетическом уровне E_n , или, как говорят, частица находится в квантовом состоянии n .

Подставив значение k из (21), найдем собственные функции:

$$\psi_n(x) = A \sin \frac{n\pi}{l} x.$$

Постоянную интегрирования A найдем из условия нормировки, которое для данного случая запишется в виде

$$A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi}{l} x dx = 1.$$

В результате интегрирования получим $A = \sqrt{2/l}$, а собственные функции будут иметь вид

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x \quad (n=1, 2, 3, \dots).$$

(23)

Графики собственных функций (23), соответствующие уровням энергии при $n = 1, 2, 3$, приведены на рис. 2,а. На рис. 2,б изображена плотность вероятности обнаружения частицы на различных расстояниях от «стенок» ямы, равная $|\psi_n(x)|^2 = \psi_n(x) \psi_n^*(x)$ для $n=1, 2$ и 3. Из рисунка следует, что, например, в квантовом состоянии с $n=2$ частица не может находиться в середине «ямы», в то время как одинаково часто может пребывать в ее левой и правой частях. Такое поведение частицы указывает на то, что представления о траекториях частицы в квантовой механике несостоятельны.

Из выражения (22) вытекает, что энергетический интервал между двумя соседними уровнями равен

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n. \quad (24)$$

Таким образом, применение уравнения Шредингера к частице в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» приводит к квантованным значениям энергии, в то время как классическая механика на энергию этой частицы никаких ограничений не накладывает.

При больших квантовых числах ($n \gg 1$) $\Delta E_n/E_n \approx 2/n \ll 1$, т. е. соседние уровни расположены тесно: тем теснее, чем больше n . Если n очень велико, то можно говорить о практически непрерывной последовательности уровней и характерная особенность квантовых процессов — дискретность — сглаживается. Этот результат является частным случаем принципа соответствия Бора (1923), согласно которому законы квантовой механики должны при больших значениях квантовых чисел переходить в законы классической физики.

3. Линейный гармонический осциллятор — система, совершающая одномерное движение под действием квазиупругой силы, — является моделью, используемой во многих задачах классической и квантовой теории. Пружинный, физический и математический маятники — примеры классических гармонических осцилляторов. Потенциальная энергия гармонического осциллятора равна

$$U = m\omega_0^2 x^2 / 2,$$

(25)

где ω_0 — собственная частота колебаний осциллятора, m — масса частицы. Зависимость (25) имеет вид параболы (рис. 3), т. е. «потенциальная яма» в данном случае является параболической.

Гармонический осциллятор в квантовой механике — квантовый осциллятор — описывается уравнением Шредингера, которое учитывает выражение для потенциальной энергии. Стационарные состояния квантового осциллятора определяются уравнением Шредингера вида

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0,$$

(26)

где E — полная энергия осциллятора. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнение (26) решается только при собственных значениях энергии

$$E_n = (n + 1/2) \hbar \omega_0.$$

(27)

Формула (27) показывает, что энергия квантового осциллятора может иметь лишь дискретные значения, т. е. квантуется. Энергия ограничена снизу отличным от нуля, как и для прямоугольной «ямы» с бесконечно высокими «стенками», минимальным значением энергии $E_0 = 1/2 \hbar \omega_0$. Существование минимальной энергии — она называется энергией нулевых колебаний — является типичной для квантовых систем и представляет собой прямое следствие соотношения неопределенностей.

Наличие нулевых колебаний означает, что частица не может находиться на дне «потенциальной ямы», причем этот вывод не зависит от ее формы. В самом деле, «падение на дно ямы» связано с обращением в нуль импульса частицы, а вместе с тем и его неопределенности. Тогда неопределенность координаты становится сколь угодно большой, что противоречит, в свою очередь, пребыванию частицы в «потенциальной яме».

5. Атом водорода в квантовой механике.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом Ze (для атома водорода $Z = 1$),

$$U(r) = - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$

(1)

где r — расстояние между электроном и ядром. Графически функция $U(r)$ изображена жирной кривой на рис. 2. $U(r)$ с уменьшением r (при приближении электрона к ядру) неограниченно убывает.

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией ψ , удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0,$$

(2)

где m — масса электрона, E — полная энергия электрона в атоме. Так как поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным, то для решения уравнения обычно используют сферическую систему координат: r, θ, φ . Не вдаваясь в математическое решение этой задачи, ограничимся рассмотрением важнейших результатов, которые из него следуют, пояснив их физический смысл.

1. Энергия. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения этого типа имеют решения, удовлетворяющие требованиям однозначности, конечности и непрерывности волновой функции ψ , только при собственных значениях энергии

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \quad (n=1, 2, 3, \dots),$$

(3)

т. е. для дискретного набора отрицательных значений энергии.

Таким образом, как и в случае «потенциальной ямы» с бесконечно высокими «стенками» и гармонического осциллятора, решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению дискретных энергетических уровней. Возможные значения $E_1, E_2, E_3, \dots$ показаны на рис. 1 в виде горизонтальных прямых. Самый нижний уровень E_1 , отвечающий минимальной возможной энергии, — основной, все остальные ($E_n > E_1, n = 2, 3, \dots$) — возбужденные. При $E < 0$ движение электрона является связанным — он находится внутри гиперболической «потенциальной ямы».

Из рисунка следует, что по мере роста главного квантового числа n энергетические уровни располагаются теснее и при $n = \infty E_\infty = 0$. При $E > 0$ движение электрона является свободным; область непрерывного спектра $E > 0$ (заштрихована на рис. 13) соответствует ионизованному атому. Энергия ионизации атома водорода равна

$$E_1 = -E_\infty = m e^4 / (8 h^2 \epsilon_0^2) = 13,55 \text{ эВ}.$$

Выражение (3) совпадает с формулой, полученной Бором для энергии атома водорода.

2. Квантовые числа. В квантовой механике доказывается, что уравнению Шредингера (223.2) удовлетворяют собственные функции $\psi_{nlm_l}(r, \theta, \varphi)$, определяемые тремя квантовыми числами: главным n , орбитальным l и магнитным m_l .

Главное квантовое число n , согласно (13), определяет энергетические уровни электрона в атоме и может принимать любые целочисленные значения начиная с единицы:

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Из решения уравнения Шредингера вытекает, что *момент импульса* (механический орбитальный момент) *электрона квантуется*, т. е. не может быть произвольным, а принимает дискретные значения, определяемые формулой

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)},$$

(4)

где l — орбитальное квантовое число, которое при заданном n принимает значения

$$l = 0, 1, \dots, (n-1),$$

т. е. всего n значений, и определяет момент импульса электрона в атоме.

Из решения уравнений Шредингера следует также, что вектор L_l момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция L_{lx} на направление z внешнего магнитного поля принимает квантованные значения, кратные $\hbar$:

$$L_{lx} = \hbar m_l,$$

(5)

где m_l — магнитное квантовое число, которое при заданном l может принимать значения

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l,$$

т. е. всего $2l+1$ значений. Таким образом, магнитное квантовое число m_l определяет проекцию момента импульса электрона на заданное направление, причем вектор момента импульса электрона в атоме может иметь в пространстве $2l+1$ ориентации.

Хотя энергия электрона (13) и зависит только от главного квантового числа n , но каждому собственному значению E_n (кроме E_1) соответствует несколько собственных функций ψ_{nlm_l} , отличающихся значениями l и m_l . Следовательно, атом водорода может

иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях. Так как при данном n орбитальное квантовое число l может изменяться от 0 до $n-1$, а каждому значению l соответствует $2l+1$ различных значений m_l , то число различных состояний, соответствующих данному n , равно

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2. \quad (6)$$

Вероятность обнаружения электрона в различных частях атома различна. Электрон при своем движении как бы «размазан» по всему объему, образуя электронное облако, плотность (густота) которого характеризует вероятность нахождения электрона в различных точках объема атома. *Квантовые числа n и l характеризуют размер и форму электронного облака, а квантовое число m_l характеризует ориентацию электронного облака в пространстве.*

В атомной физике, по аналогии со спектроскопией, состояние электрона, характеризующееся квантовыми числами $l=0$, называют s -состоянием (электрон в этом состоянии называют s -электроном), $l=1$ — p -состоянием, $l=2$ — d -состоянием, $l=3$ — f -состоянием и т. д. Значение главного квантового числа указывается перед условным обозначением орбитального квантового числа. Например, электроны в состояниях $n=2$ и $l=0$ и 1 обозначаются соответственно символами $2s$ и $2p$.

На рис.3 для примера приведено распределение электронной плотности (формы электронного облака) для состояний атома водорода при $n=1$ и $n=2$, определяемое $|\psi_{nlm_l}|^2$. Как видно из рисунка, оно зависит от n , l и m_l . Так, при $l=0$ электронная плотность отлична от нуля в центре и не зависит от направления (сферически-симметрична), а для остальных состояний в центре равна нулю и зависит от направления.

3. Спектр. Квантовые числа n , l и m_l позволяют более полно описать спектр испускания (поглощения) атома водорода, полученный в теории Бора.

В квантовой механике вводятся правила отбора, ограничивающие число возможных переходов электронов в атоме, связанных с испусканием и поглощением света. Теоретически доказано и экспериментально подтверждено, что для дипольного излучения электрона, движущегося в центрально-симметричном поле ядра, могут осуществляться только такие переходы, для которых:

1) изменение орбитального квантового числа Δl удовлетворяет условию

$$\Delta l = \pm 1; \quad (7)$$

2) изменение магнитного квантового числа Δm_l удовлетворяет условию

$$\Delta m_l = 0, \pm 1. \quad (8)$$

В оптических спектрах указанные правила отбора в основном выполняются. Однако в принципе могут наблюдаться и слабые «запрещенные» линии, например возникающие при переходах с $\Delta l = 2$. Появление этих линий объясняется тем, что строгая теория, запрещая дипольные переходы, разрешает переходы, соответствующие излучению более сложных систем зарядов, например квадрупольей. Вероятность же квадрупольных переходов (переходы с $\Delta l=2$) во много раз меньше вероятности дипольных переходов, поэтому «запрещенные» линии и являются слабыми.

Учитывая число возможных состояний, соответствующих данному n , и правило отбора (7), рассмотрим спектральные линии атома водорода (рис. 4): серии Лаймана соответствуют переходы

$np \rightarrow 1s$ ($n=2, 3, \dots$);

серии Бальмера —

$np \rightarrow 2s, ns \rightarrow 2p, nd \rightarrow 2p$ ($n=3, 4, \dots$)

и так далее.

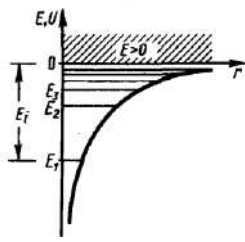


Рис. 1

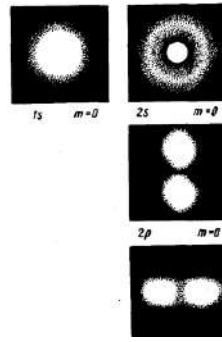


Рис. 2

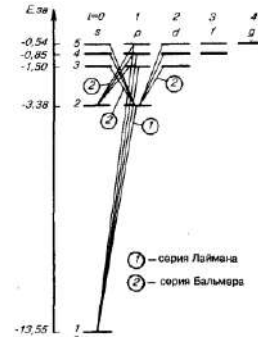


Рис. 3

Переход электрона из основного состояния в возбужденное обусловлен увеличением энергии атома и может происходить только при сообщении атому энергии извне, например, за счет поглощения атомом фотона. Так как поглощающий атом находится обычно в основном состоянии, то спектр атома водорода должен состоять из линий, соответствующих переходам $1s \rightarrow np$ ($n = 2, 3, \dots$), что находится в полном согласии с опытом.

1s-Состояние электрона в атоме водорода

1s-Состояние электрона в атоме водорода является сферически-симметричным, т. е. не зависит от углов θ и φ . Волновая функция ψ электрона в этом состоянии определяется только расстоянием r электрона от ядра, т. е. $\psi = \psi_{100}(r)$, где цифры в индексе соответственно указывают, что $n=1$, $l=0$ и $m_l=0$. Уравнению Шредингера для 1s-состояния электрона в атоме водорода удовлетворяет функция вида

$$\psi = Ce^{-r/a},$$

(19)

где, как можно показать, $a = \hbar^2 4\pi\epsilon_0 / (me^2)$ — величина, совпадающая с первым боровским радиусом a для атома водорода, C — некоторая постоянная, определяемая из условия нормировки вероятностей.

Благодаря сферической симметрии ψ -функции вероятность обнаружения электрона на расстоянии r одинакова по всем направлениям. Поэтому элемент объема dV , отвечающий одинаковой плотности вероятности, обычно представляют в виде объема сферического слоя радиусом r и толщиной dr : $dV = 4\pi r^2 dr$. Тогда, согласно условию нормировки вероятностей,

$$1 = \int_0^\infty |\psi|^2 dV = \int_0^\infty C^2 e^{-2r/a} 4\pi r^2 dr.$$

После интегрирования получим

$$C = 1/\sqrt{\pi a^3}.$$

(20)

Подставив это выражение, определим нормированную волновую функцию, отвечающую 1s-состоянию электрона в атоме водорода:

$$\psi_{100}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}.$$

(21)

Вероятность обнаружить электрон в элементе объема равна

$$dW = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 4\pi r^2 dr.$$

Подставив в эту формулу волновую функцию, получим

$$dW = \frac{1}{\pi a^3} e^{-2r/a} 4\pi r^2 dr.$$

Вычислим те расстояния $r_{\max}$ от ядра, на которых электрон может быть обнаружен с наибольшей вероятностью. Исследуя выражение dW/dr на максимум, получим, что $r_{\max}=a$.

Следовательно, электрон может быть обнаружен с наибольшей вероятностью на расстояниях, равных боровскому радиусу, т. е. имеется равная и наибольшая вероятность обнаружения электрона во всех точках, расположенных на сферах радиуса a с центром в ядре атома.

Спин электрона. Спиновое квантовое число.

Для объяснения тонкой структуры спектральных линий, а также ряда других трудностей в атомной физике американские физики Д. Уленбек (1900—1974) и С. Гаудсмит (1902—1979) предположили, что электрон обладает собственным неуничтожимым механическим моментом импульса, не связанным с движением электрона в пространстве, спином.

Спин электрона (и всех других микрочастиц) — квантовая величина, у нее нет классического аналога; это внутреннее неотъемлемое свойство электрона, подобное его заряду и массе.

Если электрону приписывается собственный механический момент импульса (спин) L_s , то ему соответствует собственный магнитный момент p_{ms} . Согласно общим выводам квантовой механики, *спин квантуется по закону*

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)},$$

где s — спиновое квантовое число.

По аналогии с орбитальным моментом импульса, проекция L_{sz} спина квантуется так, что вектор L_s может принимать $2s+1$ ориентации. Так как в опытах Штерна и Герлаха наблюдались только две ориентации, то $2s+1=2$, откуда $s=1/2$. Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, являясь квантованной величиной, определяется выражением, аналогичным (223.6):

$$L_{sz} = \hbar m_s,$$

где m_s — магнитное спиновое квантовое число; оно может иметь только два значения: $m_s = \pm 1/2$.

Таким образом, опытные данные привели к необходимости характеризовать электроны (и микрочастицы вообще) добавочной внутренней степенью свободы. Поэтому для полного описания состояния электрона в атоме необходимо наряду с главным, орбитальным и магнитным квантовыми числами задавать еще магнитное спиновое квантовое число.

1.32 Лекция № 32 (2 часа).

Тема: «Элементы физики атомного ядра»

1. 32.1 Вопросы лекции:

1. Строение атомного ядра.
2. Радиоактивные превращения ядер.
3. Ядерные реакции. Реакция деления ядер.
4. Термоядерный синтез.

1.32.2. Краткое содержание вопросов лекции:

1. Строение атомного ядра

Размер, состав и заряд атомного ядра. Массовое и зарядовое числа.

Атомное ядро состоит из элементарных частиц — протонов и нейтронов (протонно-нейтронная модель ядра. Протон (p) имеет положительный заряд, равный

заряду электрона, и массу покоя $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 1836 m_e$, где m_e — масса электрона. Нейтрон (n) — нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 1839 m_e$. Протоны и нейтроны называются нуклонами (от лат. nucleus — ядро). Общее число нуклонов в атомном ядре называется массовым числом A .

Атомное ядро характеризуется зарядом Ze , где Z — зарядовое число ядра, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в Периодической системе элементов Менделеева. Известные в настоящее время 107 элементов таблицы Менделеева имеют зарядовые числа ядер от $Z = 1$ до $Z = 107$.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом: ${}_Z^A X$, где X — символ химического элемента, Z атомный номер (число протонов в ядре), A — массовое число (число нуклонов в ядре).

Дефект массы и энергия связи ядра

Масс-спектрометрические измерения показали, что *масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов*.

Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется энергией связи ядра.

Энергия связи нуклонов в ядре равна

$$E_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}]c^2,$$

(1)

где m_p , m_n , $m_{\text{я}}$ — соответственно массы протона, нейтрона и ядра. В таблицах обычно приводятся не массы $m_{\text{я}}$ ядер, а массы m атомов. Поэтому для энергии связи ядра пользуются формулой

$$E_{\text{св}} = [Zm_H + (A - Z)m_n - m]c^2,$$

(2)

где m_H — масса атома водорода. Так как m_H больше m_p на величину m_e , то первый член в квадратных скобках включает в себя массу Z электронов. Но так как масса атома m отличается от массы ядра $m_{\text{я}}$ как раз на массу Z электронов, то вычисления приводят к одинаковым результатам.

Величина

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}}$$

называется дефектом массы ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра.

Часто вместо энергии связи рассматривают удельную энергию связи $\delta E_{\text{св}}$ — энергию связи, отнесенную к одному нуклону. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер, т. е. чем больше $\delta E_{\text{св}}$, тем устойчивее ядро.

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется тем, что с возрастанием числа протонов в ядре увеличивается и энергия их *кулоновского отталкивания*. Поэтому связь между нуклонами становится менее сильной, а сами ядра менее прочными.

Наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра средней части таблицы Менделеева. Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что энергетически выгодны следующие процессы: 1) деление тяжелых ядер на более легкие; 2) слияние легких ядер друг с другом в более тяжелые. При обоих процессах выделяется огромное количество энергии; эти процессы в настоящее время осуществлены практически: реакции деления и термоядерные реакции.

Ядерные силы. Модели ядра

Ядерные силы относятся к классу так называемых сильных взаимодействий.

Перечислим основные свойства ядерных сил:

1) ядерные силы являются *силами притяжения*;

2) ядерные силы являются *короткодействующими* — их действие проявляется только на расстояниях примерно 10^{-15} м. При увеличении расстояния между нуклонами

ядерные силы быстро уменьшаются до нуля, а при расстояниях, меньших их радиуса действия, оказываются примерно в 100 раз больше кулоновских сил, действующих между протонами на том же расстоянии;

3) ядерным силам свойственна *зарядовая независимость*: ядерные силы, действующие между двумя протонами, или двумя нейтронами, или, наконец, между протоном и нейтроном, одинаковы по величине. Отсюда следует, что ядерные силы имеют незлектрическую природу;

4) ядерным силам свойственно *насыщение*, т. е. каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Насыщение проявляется в том, что удельная энергия связи нуклонов в ядре (если не учитывать легкие ядра) при увеличении числа нуклонов не растет, а остается приблизительно постоянной;

5) ядерные силы зависят от взаимной *ориентации спинов* взаимодействующих нуклонов. Например, протон и нейтрон образуют дейтрон (ядро изотопа ${}^2_1\text{H}$) только при условии параллельной ориентации их спинов;

6) ядерные силы *не являются центральными*, т. е. действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

2. Радиоактивные превращения ядер.

В настоящее время под радиоактивностью понимают способность некоторых атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием различных видов радиоактивных излучений и элементарных частиц. Радиоактивность подразделяется на естественную (наблюдается у неустойчивых изотопов, существующих в природе) и искусственную (наблюдается у изотопов, полученных посредством ядерных реакций). Принципиального различия между этими двумя типами радиоактивности нет, так как законы радиоактивного превращения в обоих случаях одинаковы.

Закон радиоактивного распада. Правила смещения

Под радиоактивным распадом, или просто распадом, понимают естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно. Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется материнским, возникающее ядро — дочерним.

Теория радиоактивного распада строится на предположении о том, что радиоактивный распад является спонтанным процессом, подчиняющимся законам статистики. Так как отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, то можно считать, что число ядер dN , распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально промежутку времени dt и числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t :

$$dN = -\lambda N dt,$$

где λ — постоянная для данного радиоактивного вещества величина, называемая постоянной радиоактивного распада; знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается. Разделив переменные и интегрируя:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \quad \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

получим

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

(2)

где N_0 — начальное число *нераспавшихся* ядер (в момент времени $t=0$), N — число *нераспавшихся* ядер в момент времени t . Формула (2) выражает закон радиоактивного распада, согласно которому число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненциальному закону.

Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины: период полураспада $T_{1/2}$ и среднее время жизни τ радиоактивного ядра. Период

полураспада $T_{1/2}$ — время, за которое исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое. Тогда, согласно (2),

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}},$$

откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693/\lambda.$$

Периоды полураспада для естественно-радиоактивных элементов колеблются от десятиллионных долей секунды до многих миллиардов лет.

Среднее время жизни τ радиоактивного ядра есть величина, обратная постоянной радиоактивного распада λ .

Активностью A нуклида (общее название атомных ядер, отличающихся числом протонов Z и нейтронов N) в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами образца в 1 с:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N.$$

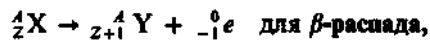
(3)

Радиоактивный распад происходит в соответствии с так называемыми правилами смещения, позволяющими установить, какое ядро возникает в результате распада данного материнского ядра.

Правила смещения:



(4)

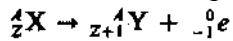


(5)

где ${}_Z^AX$ — материнское ядро, Y — символ дочернего ядра, ${}_2^4\text{He}$ — ядро гелия (α -частица), ${}_{-1}^0e$ — символическое обозначение электрона (заряд его равен -1 , а массовое число — нулю). Правила смещения являются следствием двух законов, выполняющихся при радиоактивных распадах, — сохранения электрического заряда и сохранения массового числа: сумма зарядов (массовых чисел) возникающих ядер и частиц равна заряду (массовому числу) исходного ядра.

Возникающие в результате радиоактивного распада ядра могут быть, в свою очередь, радиоактивными. Это приводит к возникновению цепочки, или ряда, радиоактивных превращений, заканчивающихся стабильным элементом. Совокупность элементов, образующих такую цепочку, называется радиоактивным семейством.

β -Распад. Нейтрино. Явление β -распада подчиняется правилу смещения.



и связано с выбросом электрона. Согласно В. Паули при β -распаде вместе с электроном испускается еще одна нейтральная частица — нейтрино. Нейтрино имеет нулевой заряд, спин $1/2$ (в единицах $\hbar$) и нулевую (а скорее $<10^{-4}m_e$) массу покоя; обозначается ${}^0_0\nu_e$. Впоследствии оказалось, что при β -распаде испускается не нейтрино, а антинейтрино (античастица по отношению к нейтрино; обозначается ${}^0_0\bar{\nu}_e$).

Нейтрино — единственная частица, не участвующая ни в сильных, ни в электромагнитных взаимодействиях; единственный вид взаимодействий, в котором может принимать участие нейтрино, — *слабое взаимодействие*. Поэтому прямое наблюдение нейтрино весьма затруднительно.

Гамма-излучение и его свойства. Экспериментально установлено, что γ -излучение является самостоятельным видом радиоактивности, а только сопровождает α - и β -распады и также возникает при ядерных реакциях, при торможении заряженных частиц, их распаде и т. д. γ -Спектр является линейчатым. γ -Спектр — это распределение

числа γ -квантов по энергиям. Дискретность γ -спектра имеет принципиальное значение, так как является доказательством дискретности энергетических состояний атомных ядер.

γ -Кванты, обладая нулевой массой покоя, не могут замедляться в среде, поэтому при прохождении γ -излучения сквозь вещество они либо поглощаются, либо рассеиваются им. γ -Кванты не несут электрического заряда и тем самым не испытывают влияния кулоновских сил. При прохождении пучка γ -квантов сквозь вещество их энергия не меняется, но в результате столкновений ослабляется интенсивность, изменение которой описывается экспоненциальным законом $I = I_0 e^{-\mu x}$ (I_0 и I — интенсивности γ -излучения на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , μ — коэффициент поглощения). Так как γ -излучение — самое проникающее излучение, то μ для многих веществ — очень малая величина; μ зависит от свойств вещества и от энергии γ -квантов.

γ -Кванты, проходя сквозь вещество, могут взаимодействовать как с электронной оболочкой атомов вещества, так и с их ядрами.

Фотоэффект или фотоэлектрическое поглощение γ -излучения, — это процесс, при котором атом поглощает γ -квант и испускает электрон. Так как электрон выбивается из одной из внутренних оболочек атома, то освободившееся место заполняется электронами из вышележащих оболочек, и фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения в области малых энергий γ -квантов ($E_\gamma \leq 100$ кэВ). Фотоэффект может идти только на связанных электронах, так как свободный электрон не может поглотить γ -квант, при этом одновременно не удовлетворяются законы сохранения энергии и импульса.

По мере увеличения энергии γ -квантов ($E_\gamma \approx 0,5$ МэВ) вероятность фотоэффекта очень мала и основным механизмом взаимодействия γ -квантов с веществом является комптоновское рассеяние.

Воздействие γ -излучения (а также других видов ионизирующего излучения) на вещество характеризуют дозой ионизирующего излучения. Различают:

Поглощенная доза излучения — физическая величина, равная отношению энергии излучения к массе облучаемого вещества.

Единица поглощенной дозы излучения — грей (Гр)*: 1 Гр = 1 Дж/кг — доза излучения, при которой облученному веществу массой 1 кг передается энергия любого на килограмм (А/кг)).

3. Ядерные реакции. Реакция деления ядер.

Ядерные реакции — это превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами (в том числе и с γ -квантами) или друг с другом. Наиболее распространенным видом ядерной реакции является реакция, записываемая символически следующим образом:



где X и Y — исходное и конечное ядра, a и b — бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частицы.

При этом выполняются законы сохранения энергии, импульса и момента импульса.

В отличие от радиоактивного распада, который протекает всегда с выделением энергии, ядерные реакции могут быть как экзотермическими (с выделением энергии), так и эндотермическими (с поглощением энергии).

Если испущенная частица тождественна с захваченной ($b \equiv a$), то схема (7) описывает рассеяние частицы: упругое — при $E_b = E_a$, неупругое — при $E_b \neq E_a$. Если же испущенная частица не тождественна с захваченной ($b \neq a$), то имеем дело с ядерной реакцией в прямом смысле слова. Некоторые реакции протекают без образования составного ядра, они называются прямыми ядерными взаимодействиями (например, реакции, вызываемые быстрыми нуклонами и дейтронами).

Ядерные реакции классифицируются по следующим признакам:

1) по роду участвующих в них частиц — реакции под действием нейтронов; реакции под действием заряженных частиц (например, протонов, дейтронов, α -частиц); реакции под действием γ -квантов;

2) по энергии вызывающих их частиц — реакции при малых энергиях (порядка электрон-вольт), происходящие в основном с участием нейтронов; реакции при средних энергиях (до нескольких мегаэлектрон-вольт), происходящие с участием γ -квантов и заряженных частиц (протоны, α -частицы); реакции при высоких энергиях (сотни и тысячи мегаэлектрон-вольт), приводящие к рождению отсутствующих в свободном состоянии элементарных частиц и имеющие большое значение для их изучения;

3) по роду участвующих в них ядер — реакции на легких ядрах ($A < 50$); реакции на средних ядрах ($50 < A < 100$); реакции на тяжелых ядрах ($A > 100$);

4) по характеру происходящих ядерных превращений — реакции с испусканием нейтронов; реакции с испусканием заряженных частиц; реакции захвата (в этих реакциях составное ядро не испускает никаких частиц, а переходит в основное состояние, излучая один или несколько γ -квантов).

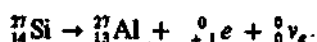
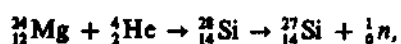
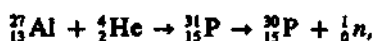
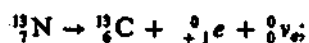
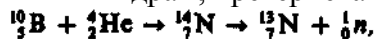
Первая в истории ядерная реакция осуществлена Э. Резерфордом (1919) при бомбардировке ядра азота α -частицами, испускаемыми радиоактивным источником:



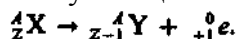
Позитрон. β^+ -Распад. Электронный захват

Опыты показали, что позитрон ${}^0_{+1}e$ — частица с массой покоя, в точности равной массе покоя электрона, и спином $\frac{1}{2}$ (в единицах $\hbar$), несущая положительный электрический заряд $+e$.

Жолио-Кюри — Фредерик (1900—1958) и Ирен (1897—1956), — бомбардируя различные ядра α -частицами (1934), обнаружили искусственно-радиоактивные ядра, испытывающие β^- -распад, а реакции на В, Al и Mg привели к искусственно-радиоактивным ядрам, претерпевающим β^+ -распад, или позитронный распад:

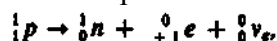


В экспериментах Жолио-Кюри, с одной стороны, открыта искусственная радиоактивность, а с другой — впервые обнаружен позитронный радиоактивный распад. β^+ -Распад подчиняется следующему правилу смещения:

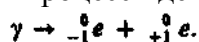


(8)

Процесс β^+ -распада протекает так, как если бы один из протонов ядра превратился в нейтрон, испустив при этом позитрон и нейтрино:



Вскоре после опытов К. Андерсена, а также обоснования β^+ -распада было установлено, что позитроны могут рождаться при взаимодействии γ -квантов большой энергии ($E_\gamma > 1,02 \text{ МэВ} = 2m_e c^2$) с веществом. Этот процесс идет по схеме



(9)

П. Дираком было получено (1928) релятивистское волновое уравнение для электрона, которое позволило объяснить все основные свойства электрона, в том числе

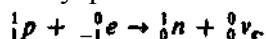
наличие у него спина и магнитного момента. Замечательной особенностью уравнения Дирака оказалось то, что из него для полной энергии свободного электрона получались не только положительные, но и отрицательные значения. Этот результат мог быть объяснен лишь предположением о существовании античастицы электрона — позитрона.

Гипотеза Дирака, недоверчиво воспринимавшаяся большинством физиков, была блестяще подтверждена в 1932 г. К. Андерсеном (американский физик (р. 1905); Нобелевская премия 1936 г.), обнаружившим позитрон в составе космического излучения. Существование позитронов было доказано наблюдением их треков в камере Вильсона, помещенной в магнитном поле. Эти частицы в камере отклонялись так, как отклоняется движущийся положительный заряд. При столкновении позитрона с электроном происходит их аннигиляция:

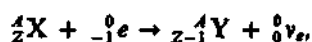


в ее процессе электронно-позитронная пара превращается в два γ -кванта, причем энергия пары переходит в энергию фотонов. Появление в этом процессе двух γ -квантов следует из закона сохранения импульса и энергии. Процессы (9) и (10) — процессы возникновения и превращения электронно-позитронных пар — являются примером *взаимосвязи различных форм материи*: в этих процессах материя в форме вещества превращается в материю в форме электромагнитного поля, и наоборот.

Для многих ядер превращение протона в нейтрон, происходит посредством электронного захвата, или e -захвата, при котором ядро спонтанно захватывает электрон с одной из внутренних оболочек атома (K , L и т. д.), испуская нейтрино:

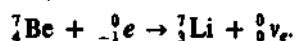


Необходимость появления нейтрино вытекает из закона сохранения спина. Схема e -захвата:



т. е. один из протонов ядра превращается в нейтрон, заряд ядра убывает на единицу и оно смещается влево так же, как и при позитронном распаде.

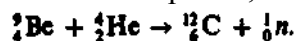
Примером электронного захвата может служить превращение радиоактивного ядра бериллия ${}_4^7\text{Be}$ в стабильное ядро ${}_3^7\text{Li}$:



Открытие нейтрона. Ядерные реакции под действием нейтронов.

Нейтроны, являясь электрически нейтральными частицами, не испытывают кулоновского отталкивания и поэтому легко проникают в ядра и вызывают разнообразные ядерные превращения. Изучение ядерных реакций под действием нейтронов сыграло огромную роль в развитии ядерной физики и привело к появлению ядерных реакторов.

Таким образом, нейтроны были обнаружены в следующей ядерной реакции:

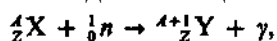


Эта реакция не является единственной, ведущей к выбрасыванию из ядер нейтронов (например, нейтроны возникают в реакциях ${}_3^7\text{Li} (\alpha, n) {}_5^{10}\text{B}$ и ${}_5^{11}\text{B} (\alpha, n) {}_7^{14}\text{N}$).

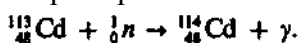
Характер ядерных реакций под действием нейтронов зависят от их скорости (энергии). В зависимости от энергии нейтроны условно делят на две группы: медленные и быстрые. Замедлить нейтроны можно пропуская их через какое-либо вещество, содержащее водород (например, парафин, вода). Проходя через такие вещества, быстрые нейтроны испытывают рассеяние на ядрах и замедляются до тех пор, пока их энергия не станет равной, например, энергии теплового движения атомов вещества замедлителя, т. е. равной приблизительно kT .

Медленные нейтроны эффективны для возбуждения ядерных реакций, так как они относительно долго находятся вблизи атомного ядра. Благодаря этому вероятность захвата нейтрона ядром становится довольно большой. Однако энергия медленных нейтронов мала, потому они не могут вызывать, например, неупругое рассеяние. Для

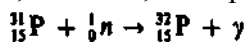
медленных нейтронов характерны упругое рассеяние на ядрах (реакция типа (n, n)) и радиационный захват (реакция типа (n, γ)). Реакция (n, γ) приводит к образованию нового изотопа исходного вещества:



например



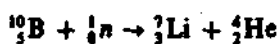
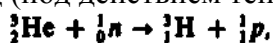
Часто в результате (n, γ) -реакции образуются искусственные радиоактивные изотопы, дающие, как правило, β^- -распад. Например, в результате реакции



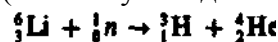
образуется радиоактивный изотоп ${}_{15}^{32}\text{P}$, претерпевающий β^- -распад с образованием стабильного изотопа серы:



Под действием медленных нейтронов на некоторых легких ядрах наблюдаются также реакции захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц—протонов и α -частиц (под действием тепловых нейтронов):



(используется для обнаружения нейтронов) или



(используется для получения трития, в частности в термоядерных взрывах).

Реакция деления ядра

При облучении урана нейтронами образуются элементы из середины Периодической системы — лантан и барий. Этот результат положил начало ядерным реакциям совершенно нового типа — реакциям деления ядра, заключающимся в том, что тяжелое ядро под действием нейтронов, а как впоследствии оказалось и других частиц делится на несколько более легких ядер (осколков), чаще всего на два ядра, близких по массе.

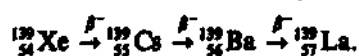
Замечательной особенностью деления ядер является то, что оно сопровождается испусканием двух-трех вторичных нейтронов, называемых нейтронами деления. Так как для средних ядер число нейтронов примерно равно числу протонов ($N/Z \approx 1$), а для тяжелых ядер число нейтронов значительно превышает число протонов ($N/Z \approx 1,6$), то образовавшиеся осколки деления перегружены нейтронами, в результате чего они и выделяют нейтроны деления. Однако испускание нейтронов деления не устраняет полностью перегрузку ядер-осколков нейтронами. Это приводит к тому, что осколки оказываются радиоактивными. Они могут претерпеть ряд β^- -превращений, сопровождаемых испусканием γ -квантов. Так как β^- -распад сопровождается превращением нейтрона в протон, то после цепочки β^- -превращений соотношение между нейтронами и протонами в осколке достигнет величины, соответствующей стабильному изотопу.

Например, при делении ядра урана ${}_{92}^{235}\text{U}$



(11)

осколок деления ${}_{54}^{139}\text{Xe}$ в результате трех актов β^- -распада превращается в стабильный изотоп лантана ${}_{57}^{139}\text{La}$:



Осколки деления могут быть разнообразными, поэтому реакция (11) не единственная приводящая к делению ${}_{92}^{235}\text{U}$. Возможна, например, реакция



Большинство нейтронов при делении испускается практически мгновенно ($t \leq 10^{-14}$ с), а часть (около 0,7%) испускается осколками деления спустя некоторое время после деления ($0,05 \text{ с} \leq t \leq 60 \text{ с}$). Первые из них называются мгновенными, вторые — запаздывающими. В среднем на каждый акт деления приходится 2,5 испущенных нейтронов. Они имеют сравнительно широкий энергетический спектр в пределах от 0 до 7 МэВ, причем на один нейтрон в среднем приходится энергия около 2 МэВ.

Расчеты показывают, что деление ядер должно сопровождаться также выделением большого количества энергии. В самом деле, удельная энергия связи для ядер средней массы составляет примерно 8,7 МэВ, в то время как для тяжелых ядер она равна 7,6 МэВ. Следовательно, при делении тяжелого ядра на два осколка должна освобождаться энергия, равная примерно 1,1 МэВ на один нуклон.

Цепная реакция деления

Испускаемые при делении ядер вторичные нейтроны могут вызвать новые акты деления, что делает возможным осуществление цепной реакции деления — ядерной реакции, в которой частицы, вызывающие реакцию, образуются как продукты этой реакции. Цепная реакция деления характеризуется коэффициентом размножения k нейтронов, который равен отношению числа нейтронов в данном поколении к их числу в предыдущем поколении. *Необходимым условием* для развития цепной реакции деления является *требование* $k \geq 1$.

Оказывается, что не все образующиеся вторичные нейтроны вызывают последующее деление ядер, что приводит к уменьшению коэффициента размножения. Во-первых, из-за конечных размеров активной зоны (пространство, где происходит цепная реакция) и большой проникающей способности нейтронов часть из них покинет активную зону раньше, чем будет захвачена каким-либо ядром. Во-вторых, часть нейтронов захватывается ядрами неделящихся примесей, всегда присутствующих в активной зоне. Кроме того, наряду с делением могут иметь место конкурирующие процессы радиационного захвата и неупругого рассеяния.

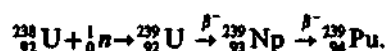
Коэффициент размножения зависит от природы делящегося вещества, а для данного изотопа — от его количества, а также размеров и формы активной зоны. Минимальные размеры активной зоны, при которых возможно осуществление цепной реакции, называются критическими размерами. Минимальная масса делящегося вещества, находящегося в системе критических размеров, необходимая для осуществления цепной реакции, называется критической массой.

При $k > 1$ идет развивающаяся реакция, число делений непрерывно растет, и реакция может стать взрывной. При $k = 1$ идет самоподдерживающаяся реакция, при которой число нейтронов с течением времени не изменяется. При $k < 1$ идет затухающая реакция.

Цепные реакции делятся на управляемые и неуправляемые. Взрыв атомной бомбы, например, является неуправляемой реакцией. Чтобы атомная бомба при хранении не взорвалась, в ней ${}^{235}_{92}\text{U}$ (или ${}^{239}_{94}\text{Pu}$) делится на две удаленные друг от друга части с массами ниже критических. Затем с помощью обычного взрыва эти массы сближаются, общая масса делящегося вещества становится больше критической и возникает взрывная цепная реакция, сопровождающаяся мгновенным выделением огромного количества энергии и большими разрушениями. Взрывная реакция начинается за счет имеющихся нейтронов спонтанного деления или нейтронов космического излучения. Управляемые цепные реакции осуществляются в ядерных реакторах.

В природе имеется три изотопа, которые могут служить ядерным топливом (${}^{235}_{92}\text{U}$: в естественном уране его содержится примерно 0,7%) или сырьем для его получения (${}^{232}_{90}\text{Th}$ и ${}^{238}_{92}\text{U}$: в естественном уране его содержится примерно 99,3%). ${}^{232}_{90}\text{Th}$ служит исходным продуктом для получения искусственного ядерного топлива ${}^{233}_{92}\text{U}$, а ${}^{238}_{92}\text{U}$, поглощая

нейтроны, посредством двух последовательных β^- -распадов — для превращения в ядро $^{239}_{94}\text{Pu}$:



(12)

Реакции деления ядер открыли реальную возможность воспроизводства ядерного горючего в процессе цепной реакции деления.

Понятие о ядерной энергетике. Ядерный реактор.

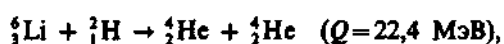
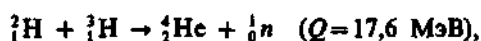
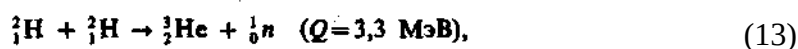
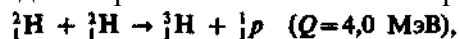
Устройства, в которых осуществляется и поддерживается управляемая цепная реакция деления, называются ядерными реакторами. Пуск первого реактора в мире осуществлен в Чикагском университете (1942) под руководством Э. Ферми, в России (и в Европе) — в Москве (1946) под руководством И. В. Курчатова.

Принцип действия реактора на тепловых нейтронах. В активной зоне реактора расположены тепловыделяющие элементы 1 и замедлитель 2, в котором нейтроны замедляются до тепловых скоростей. Тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы) представляют собой блоки из делящегося материала, заключенные в герметичную оболочку, слабо поглощающую нейтроны. За счет энергии, выделяющейся при делении ядер, ТВЭЛы разогреваются, а поэтому для охлаждения они помещаются в поток теплоносителя (3 — канал для протока теплоносителя). Активная зона окружается отражателем 4, уменьшающим утечку нейтронов.

Управление цепной реакцией осуществляется специальными управляющими стержнями 5 из материалов, сильно поглощающих нейтроны (например, В, Cd). Параметры реактора рассчитываются так, что при полностью вставленных стержнях реакция заведомо не идет, при постепенном вынимании стержней коэффициент размножения нейтронов растет и при некотором их положении принимает значение, равное единице. В этот момент реактор начинает работать. По мере его работы количество делящегося материала в активной зоне уменьшается и происходит ее загрязнение осколками деления, среди которых могут быть сильные поглотители нейтронов. Чтобы реакция не прекратилась, из активной зоны с помощью автоматического устройства постепенно извлекаются управляющие (а часто специальные компенсирующие) стержни. Подобное управление реакцией возможно благодаря существованию запаздывающих нейтронов, испускаемых делящимися ядрами с запаздыванием до 1 мин. Когда ядерное топливо выгорает, реакция прекращается. До нового запуска реактора выгоревшее ядерное топливо извлекают и загружают новое. В реакторе имеются также аварийные стержни, введение которых при внезапном увеличении интенсивности реакции немедленно ее обрывает.

4. Термоядерный синтез

Источником огромной энергии может служить реакция синтеза атомных ядер — образование из легких ядер более тяжелых. Удельная энергия связи ядер (1) резко увеличивается при переходе от ядер тяжелого водорода (дейтерия ^2_1H и трития ^3_1H) к литию ^6_3Li и особенно к гелию ^4_2He , т. е. реакции синтеза легких ядер в более тяжелые должны сопровождаться выделением большого количества энергии, что действительно подтверждается расчетами. В качестве примеров рассмотрим реакции синтеза:



где Q — энергосвязь.

Реакции синтеза атомных ядер обладают той особенностью, что в них энергия, выделяемая на один нуклон, значительно больше, чем в реакциях деления тяжелых ядер.

В самом деле, если при делении ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ выделяется энергия примерно 200 МэВ, что составляет на один нуклон примерно 0,84 МэВ, то в реакции (13) эта величина равна $17,6/5 \text{ МэВ} \approx 3,5 \text{ МэВ}$. Для протекания реакции синтеза атомных ядер необходимы температуры порядка 10^7 К .

Реакции синтеза легких атомных ядер в более тяжелые, происходящие при сверхвысоких температурах (примерно 10^7 К и выше), называются термоядерными реакциями.

Термоядерные реакции являются, по-видимому, одним из источников энергии Солнца и звезд.

1.33 Лекция № 33 (2 часа).

Тема: «Элементарные частицы»

1.33.1 Вопросы лекции:

1. Космическое излучение
2. Фундаментальные взаимодействия
3. Классификация элементарных частиц.
- 4.. Гипотеза о кварках.
5. Современная физическая картина мира (иерархия структур материи, эволюция Вселенной).

1.33.2 Краткое содержание вопросов лекции:

1. Космическое излучение

Различают первичное и вторичное космические излучения. Излучение, приходящее непосредственно из космоса, называют первичным космическим излучением. Исследование его состава показало, что первичное излучение представляет собой поток элементарных частиц высокой энергии, причем более 90% из них составляют протоны с энергией примерно 10^9 — 10^{13} эВ, около 7%— α -частицы и лишь небольшая доля (около 1%) приходится на ядра более тяжелых элементов ($Z > 20$). По современным представлениям, основанным на данных астрофизики и радиоастрономии, считается, что первичное космическое излучение имеет в основном галактическое происхождение. Считается, что ускорение частиц до столь высоких энергий может происходить при столкновении с движущимися межзвездными магнитными полями. При $h \geq 50 \text{ км}$ (рис. 347) интенсивность космического излучения постоянна; на этих высотах наблюдается лишь первичное излучение.

С приближением к Земле интенсивность космического излучения возрастает, что свидетельствует о появлении вторичного космического излучения, которое образуется в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов земной атмосферы. Во вторичном космическом излучении встречаются практически все известные элементарные частицы. При $h < 20 \text{ км}$ космическое излучение является вторичным; с уменьшением h его интенсивность понижается, поскольку вторичные частицы по мере продвижения к поверхности Земли испытывают поглощение излучения.

2. Фундаментальные взаимодействия

Сильное, или ядерное, взаимодействие обуславливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает исключительную прочность этих образований, лежащую в основе стабильности вещества в земных условиях.

Электромагнитное взаимодействие характеризуется как взаимодействие, в основе которого лежит связь с электромагнитным полем. Оно характерно для всех элементарных

частиц, за исключением нейтрино, антинейтрино и фотона. Электромагнитное взаимодействие, в частности, ответственно за существование атомов и молекул, обуславливая взаимодействие в них положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов.

Слабое взаимодействие — наиболее медленное из всех взаимодействий, протекающих в микромире. Оно ответственно за взаимодействие частиц, происходящих с участием нейтрино или антинейтрино (например, β -распад, μ -распад), а также за безнейтринные процессы распада, характеризующиеся довольно большим временем жизни распадающейся частицы ($\tau \gtrsim 10^{-10}$ с).

Гравитационное взаимодействие присуще всем без исключения частицам, однако из-за малости масс элементарных частиц оно пренебрежимо мало и, по-видимому, в процессах микромира несущественно.

Сильное взаимодействие примерно в 100 раз превосходит электромагнитное и в 10^{14} раз — слабое. Чем сильнее взаимодействие, тем с большей интенсивностью протекают процессы. Так, время жизни частиц, называемых резонансами, распад которых описывается сильным взаимодействием, составляет примерно 10^{-23} с; время жизни π^0 -мезона, за распад которого ответственно электромагнитное взаимодействие, составляет 10^{-16} с; для распадов, за которые ответственно слабое взаимодействие, характерны времена жизни 10^{-10} — 10^{-8} с. Как сильное, так и слабое взаимодействия — короткодействующие. Радиус действия сильного взаимодействия составляет примерно 10^{-15} м, слабого — не превышает 10^{-19} м. Радиус действия электромагнитного взаимодействия практически не ограничен.

3. Классификация элементарных частиц

Элементарные частицы принято делить на три группы:

1) фотоны; эта группа состоит всего лишь из одной частицы — фотона — кванта электромагнитного излучения;

2) лептоны (от греч. «лептос» — легкий), участвующие только в электромагнитном и слабом взаимодействиях. К лептонам относятся электронное и мюонное нейтрино, электрон, мюон и открытый в 1975 г. тяжелый лептон — τ -лептон, или таон, с массой примерно $3487m_e$, а также соответствующие им античастицы. Название лептонов связано с тем, что массы первых известных лептонов были меньше масс всех других частиц. К лептонам относится также таонное нейтрино, существование которого в последнее время также установлено;

3) адроны (от греч. «адрос» — крупный, сильный). Адроны обладают сильным взаимодействием наряду с электромагнитным и слабым. Из рассмотренных выше частиц к ним относятся протон, нейтрон, пионы и каоны.

Для всех типов взаимодействия элементарных частиц выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда.

Характерным признаком сильных взаимодействий является зарядовая независимость ядерных сил. Ядерные силы, действующие между парами $p-p$, $n-n$ или $p-n$, одинаковы. Поэтому если бы в ядре осуществлялось только сильное взаимодействие, то зарядовая независимость ядерных сил привела бы к одинаковым значениям масс нуклонов (протонов и нейтронов) и всех π -мезонов. Различие в массах нуклонов и соответственно π -мезонов обусловлено электромагнитным взаимодействием: энергии взаимодействующих заряженных и нейтральных частиц различны, поэтому и массы заряженных и нейтральных частиц оказываются неодинаковыми.

Зарядовая независимость в сильных взаимодействиях позволяет близкие по массе частицы рассматривать как различные зарядовые состояния одной и той же частицы. Так, нуклон образует дублет (нейтрон, протон), π -мезоны — триплет (π^+ , π^- , π^0) и т. д.

Подобные группы «похожих» элементарных частиц, одинаковым образом участвующих в сильном взаимодействии, имеющие близкие массы и отличающиеся

зарядами, называют изотопическими мультиплетами. Каждый изотопический мультиплет характеризуют изотопическим спином (изоспином) — одной из внутренних характеристик адронов, определяющей число (n) частиц в изотопическом мультиплете: $n=2I+1$. Тогда изоспин нуклона $I=1/2$ (число членов в изотопическом мультиплете нуклона равно двум), изоспин пиона $I=1$ (в пионном мультиплете $n=3$) и т. д. Изотопический спин характеризует только число членов в изотопическом мультиплете и никакого отношения к рассматриваемому ранее спину не имеет.

Частицы и античастицы

Гипотеза об античастице впервые возникла в 1928 г., когда П. Дирак на основе релятивистского волнового уравнения предсказал существование позитрона (см. § 263), обнаруженного спустя четыре года К. Андерсеном в составе космического излучения. Электрон и позитрон не являются единственной парой частица — античастица. На основе релятивистской квантовой теории пришли к заключению, что для каждой элементарной частицы должна существовать античастица (принцип зарядового сопряжения). Эксперименты показывают, что за немногим исключением (например, фотона и π^0 -мезона), действительно, каждой частице соответствует античастица.

Из общих положений квантовой теории следует, что частицы и античастицы должны иметь одинаковые массы, одинаковые времена жизни в вакууме, одинаковые по модулю, но противоположные по знаку электрические заряды (и магнитные моменты), одинаковые спины и изотопические спины, а также одинаковые остальные квантовые числа, приписываемые элементарным частицам для описания закономерностей их взаимодействия (лептонное число, барионное число, странность, очарование и т. д.).

Согласно теории Дирака, столкновение частицы и античастицы должно приводить к их взаимной аннигиляции, в результате которой возникают другие элементарные частицы или фотоны. Примером тому является реакция аннигиляции пары электрон — позитрон (${}_{-1}^0e + {}_{+1}^0e \rightarrow 2\gamma$).

Антипротон был обнаружен экспериментально (1955) при рассеянии протонов (ускоренных на крупнейшем в то время синхрофазотроне Калифорнийского университета) на нуклонах ядер мишени (мишенью служила медь), в результате которого рождалась пара $p - \bar{p}$. Антипротон отличается от протона знаками электрического заряда и собственного магнитного момента. Антипротон может аннигилировать не только с протоном, но и с нейтроном:

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^0,$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0,$$

$$\bar{p} + n \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^0 + \pi^0.$$

Классификация элементарных частиц.

В таблице 1 элементарные частицы объединены в три группы: фотоны, лептоны и адроны. Элементарные частицы, отнесенные к каждой из этих групп, обладают общими свойствами и характеристиками, которые отличают их от частиц другой группы.

К группе фотонов относится единственная частица — фотон, который переносит электромагнитное взаимодействие. В электромагнитном взаимодействии участвуют в той или иной степени все частицы, как заряженные, так и нейтральные (кроме нейтрино).

К группе лептонов относятся электрон, мюон, таон, соответствующие им нейтрино, а также их античастицы. Все лептоны имеют спин, равный $1/2$, и, следовательно, являются фермионами, подчиняясь статистике Ферми — Дирака.

Поскольку лептоны в сильных взаимодействиях не участвуют, изотопический спин им не приписывается. Странность лептонов равна нулю. Элементарным частицам, относящимся к группе лептонов, приписывают так называемое лептонное число (лептонный заряд) L . Обычно принимают, что $L=+1$ для лептонов ($e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$), $L=-1$ для антилептонов ($e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) и $L=0$ для всех остальных элементарных частиц. Введение L позволяет сформулировать закон сохранения лептонного числа: в замкнутой

системе при *всех без исключения процессах* взаимопревращаемости элементарных частиц лептонное число сохраняется.

Основную часть элементарных частиц составляют адроны. К группе адронов относятся пионы, каоны, η -мезон, нуклоны, гипероны, а также их античастицы (в табл. приведены не все адроны).

Адронам приписывают барионное число (барионный заряд) B . Адроны с $B=0$ образуют подгруппу мезонов (пионы, каоны, η -мезон), а адроны с $B=+1$ образуют подгруппу барионов (от греч. «барис» — тяжелый; сюда относятся нуклоны и гипероны). Для лептонов и фотона $B=0$. Если принять для барионов $B=+1$, для антибарионов (антинуклоны, антигипероны) $B=-1$, а для всех остальных частиц $B=0$, то можно сформулировать закон сохранения барионного числа: в замкнутой системе *при всех процессах* взаимопревращаемости элементарных частиц *барионное число сохраняется*.

Из закона сохранения барионного числа следует, что при распаде бариона наряду с другими частицами обязательно образуется барион. Барионы имеют спин, равный $\frac{1}{2}$ (только спин Ω^- -гиперона равен $\frac{3}{2}$), т. е. барионы, как и лептоны, являются фермионами.

Странность S для различных частиц подгруппы барионов имеет разные значения.

Мезоны имеют спин, равный нулю, и, следовательно, являются бозонами, подчиняясь статистике Бозе — Эйнштейна. Для мезонов лептонные и барионные числа равны нулю. Из подгруппы мезонов только каоны обладают $S=+1$, а пионы и η -мезоны имеют нулевую странность.

Для процессов взаимопревращаемости элементарных частиц, обусловленных сильными взаимодействиями, выполняются все законы сохранения (энергии, импульса, момента импульса, зарядов (электрического, лептонного и барионного), изоспина, странности и четности).

В процессах, обусловленных слабыми взаимодействиями, не сохраняются только изоспин, странность и четность.

В последние годы увеличение (их открытие) числа элементарных частиц происходит в основном вследствие расширения группы адронов.

Таблица 1

Группа	Название частицы	Символ		Заряд, ед. e	Масса покоя, ед. m_0	Спин, ед. $\hbar$	Изоспин I	Лептонное число L	Барионное число B	Странность S	Приблизительное время жизни, с
		частицы	анти-частицы								
Фотоны	Фотон	γ		0	0	1	—	0	0	0	Стабилен
Лептоны	Электрон	e^-	e^+	1	1	$\frac{1}{2}$	—	+1	0	0	Стабилен
	Электронное нейтрино	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	$\frac{1}{2}$	—	+1	0	0	Стабиленно
	Мюон	μ^-	μ^+	1	206,8	$\frac{1}{2}$	—	+1	0	0	$\approx 10^{-6}$
	Мюонное нейтрино	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	$\frac{1}{2}$	—	+1	0	0	Стабиленно
	Таон	τ^-	τ^+	1	3487	$\frac{1}{2}$	—	+1	0	0	$\approx 10^{-12}$
	Таонное нейтрино	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	$\frac{1}{2}$	—	+1	0	0	?
Мезоны	Пионы	π^0	π^0	0	264,1	0	1	0	0	0	$\approx 10^{-16}$
		π^+	π^-	1	273,1	0	1	0	0	0	$\approx 10^{-8}$
	Каоны	K^0	$\bar{K}^0$	0	974,0	0	$\frac{1}{2}$	0	0	+1	$10^{-10} - 10^{-8}$
		K^+	K^-	1	966,2	0	$\frac{1}{2}$	0	0	+1	$\approx 10^{-8}$
	Эта-мезон	η^0		1	1074	0		0	0	0	$\approx 10^{-19}$
Адроны	Протон	p	$\bar{p}$	1	1836,2	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	0	Стабилен
	Нейтрон	n	$\bar{n}$	0	1838,7	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	0	$\approx 10^3$
	Гипероны: лямбда	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	0	2183	$\frac{1}{2}$	0	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
		Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	0	2334	$\frac{1}{2}$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-20}$
	сигма	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1	2328	$\frac{1}{2}$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
		Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1	2343	$\frac{1}{2}$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
	кси	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	0	2573	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1	2586	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$
	омега	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1	3273	$\frac{3}{2}$	0	0	+1	-3	$\approx 10^{-10}$

4. Гипотеза о кварках

Д. Цвейг и Гелл-Манн независимо друг от друга высказали гипотезу о существовании фундаментальных частиц, которые могут служить базисом для адронов. Эти частицы были названы кварками.

Согласно модели Гелл-Манна — Цвейга, все известные в то время адроны можно было построить, постулировав существование трех типов кварков (u, d, s) и соответствующих антикварков ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$), если им приписать характеристики, указанные в табл. 2 (в том числе дробные электрические и барионные заряды). Самое удивительное свойство кварков связано с их электрическим зарядом, поскольку еще никто не находил частицы с дробным значением элементарного электрического заряда. Спин кварка равен $\frac{1}{2}$, поскольку только из фермионов можно «сконструировать» как фермионы (нечетное число фермионов), так и бозоны (четное число фермионов).

Адроны строятся из кварков следующим образом: мезоны состоят из пары кварк — антикварк, барионы — из трех кварков (антибарион — из трех антикварков). Так, например, пион π^+ имеет кварковую структуру $u\bar{d}$, пион π^- — $\bar{u}d$, каон K^+ — $d\bar{s}$, протон — uud , нейтрон — udd , Σ^+ -гиперон — uus , Σ^0 -гиперон — uds и т. д.

Во избежание трудностей со статистикой (некоторые барионы, например Ω^- -гиперон, состоят из трех одинаковых кварков (sss), что запрещено принципом Паули; на данном этапе предполагают, что каждый кварк (антикварк) обладает специфической квантовой характеристикой — цветом: «желтым», «синим» и «красным». Тогда, если кварки имеют неодинаковую «окраску», принцип Паули не нарушается.

Кварковая модель позволила определить почти все основные квантовые числа адронов и предсказать новые частицы, например Ω^- -гиперон. Однако при использовании этой модели возникают и трудности. В настоящее время считается, что между лептонами и кварками существует симметрия: число лептонов должно быть равно числу типов кварков.

Таблица 2

Кварк (антикварк)	Электрический заряд в единицах e	Барионное число B	Спин, в единицах $\hbar$	Странность S
$u (\bar{u})$	$+\frac{2}{3} (-\frac{2}{3})$	$+\frac{1}{3} (-\frac{1}{3})$	$\frac{1}{2}$	0
$d (\bar{d})$	$-\frac{1}{3} (+\frac{1}{3})$	$+\frac{1}{3} (-\frac{1}{3})$	$\frac{1}{2}$	0
$s (\bar{s})$	$-\frac{1}{3} (+\frac{1}{3})$	$+\frac{1}{3} (-\frac{1}{3})$	$\frac{1}{2}$	-1 (+1)
$c (\bar{c})$	$+\frac{2}{3} (-\frac{2}{3})$	$+\frac{1}{3} (-\frac{1}{3})$	$\frac{1}{2}$	-1 (+1)

5. Современная физическая картина мира.

Фундаментальные взаимодействия. Большой взрыв. Эволюция Вселенной. Эволюция звёзд. Чёрные дыры. Солнечная система. Микромир.

2 МЕТОДИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

2.1 Лабораторная работа № 1 (2 часа).

Тема: «Движение с постоянным ускорением»

2.1.1 Цель работы:

1. Знакомство с движением объекта, моделью которого является материальная точка (МТ).

2. Исследование движения объекта с постоянным ускорением
3. Экспериментальное определение ускорения свободного падения на поверхности Земли.

2.1.2 Задачи работы:

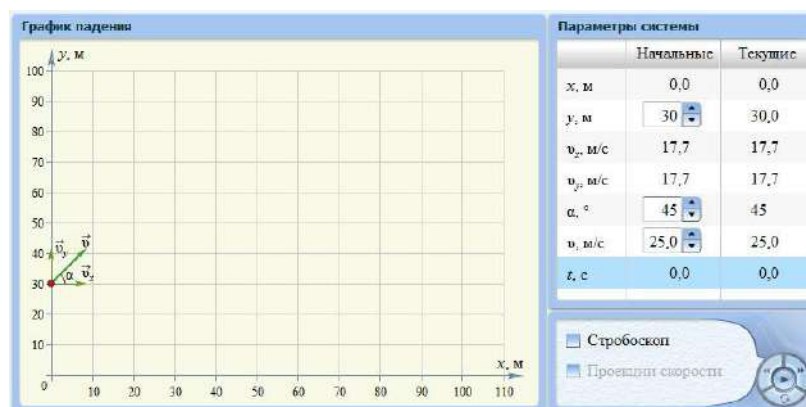
1. Реализовать с помощью компьютерной модели движение тела (МТ), брошенного под углом к горизонту.
2. Построить график зависимости средних значений вертикальной координаты точки максимального подъёма $\langle y_m \rangle$ от квадрата начальной скорости v_0^2 .
3. Определите по графику ускорение свободного падения g и вычислите ошибку среднего значения g .
4. Проанализировать полученные результаты и график.

2.1.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.2.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Движение с постоянным ускорением», в которой используется компьютерная модель «Движение тела, брошенного под углом к горизонту».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект.
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели. Посмотрите названия, которые появляются на круглой разрезной кнопке управления, когда вы наводите маркер мыши на различные части кнопки.
5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений. Научитесь определять вертикальную координату точки максимального подъёма y_m с достаточной точностью.
6. Установите начальные параметры траекторий (начальную высоту h и начальный угол α), соответствующие номеру вашей бригады (в таблице 1)
7. С помощью кнопки «Пуск» проведите измерение вертикальной координаты точки максимального подъёма y_m . Результаты измерений запишите в табл. 2.
8. С помощью кнопки «Назад» вернитесь в исходное состояние и повторите измерение 5 раз.



Модель движения тела, брошенного под углом к горизонту

Таблица 1 (не перерисовывать). Начальные параметры траекторий

Номер бригады	Начальная высота h , м	Начальный угол α , град	Номер бригады	Начальная высота h , м	Начальный угол α , град
1	10	60	5	10	45
2	30	60	6	30	45
3	50	60	7	50	45
4	60	60	8	60	45

Таблица 2. Результаты измерений ($h =$ ____ м, $\alpha =$ ____ град)

Номер измерения	Траект. 1, $v_0 = 15$ м/с		Траект. 2, $v_0 = 17$ м/с		Траект. 3, $v_0 = 19$ м/с		Траект. 4, $v_0 = 22$ м/с		Траект. 5, $v_0 = 25$ м/с	
	$y_{\max}$	$\Delta y_{\max}$	$y_{\max}$	$\Delta y_{\max}$	$y_{\max}$	$\Delta y_{\max}$	$y_{\max}$	$\Delta y_{\max}$	$y_{\max}$	$\Delta y_{\max}$
1										
2										
...										
$\langle y_{\max} \rangle$										
Абс. ош.										

Таблица 3. Результаты расчетов

Номер измерения	1	2	3	4	5
v_0 , м/с					
v_0^2 , (м/с) ²					
$y_{\max}$, м					
$\sin \alpha$					
$\sin^2 \alpha$					
g , м/с ²					

1. Установите начальную скорость движения для следующей траектории, которая указана в таблице 2 и проведите измерения вертикальной координаты точки максимального подъёма y_m .

2. Вычислите и запишите в таблицу 2 средние значения вертикальной координаты точки максимального подъёма $\langle y_m \rangle$ и отклонения Δy_m измеренного значения от среднего.
3. Вычислите и запишите в таблицу 3 все необходимые характеристики.
4. Постройте график зависимости средних значений вертикальной координаты точки максимального подъёма $\langle y_m \rangle$ от квадрата начальной скорости.
5. Определите по графику ускорение свободного падения g , используя формулу

$$g = \frac{1}{2} \cdot \sin^2 \alpha \cdot \frac{\Delta (v_0^2)}{\Delta (y_m)}$$

6. Вычислите ошибку среднего значения g .
7. Запишите ответ и проанализируйте ответ и график.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение материальной точки.
2. Как определяется положение материальной точки?
3. Дайте определение системы отсчёта.
4. Дайте определение механического движения.
5. Что такое скорость материальной точки?
6. Как математически записывается быстрота изменения какой-либо переменной величины?
7. Дайте определение ускорения материальной точки.
8. Что такое траектория?
9. Что такое закон движения?
10. Запишите закон движения для движения материальной точки с постоянным ускорением.
11. Запишите закон изменения скорости для материальной точки, движущейся с постоянным ускорением.
12. Дайте определение средней скорости. Напишите формулу для её вычисления.
13. Дайте определение тангенциального ускорения.
14. Дайте определение нормального ускорения.
15. Напишите формулу для вычисления величины полного ускорения.
16. Как движется материальная точка, если её ускорение всё время остаётся направленным вдоль скорости?
17. Как движется материальная точка, если её ускорение всё время направлено против скорости?
18. Как движется материальная точка, если её ускорение всё время остаётся направленным перпендикулярно скорости?

2.2 Лабораторная работа № 2 (2 часа).

Тема: «Движение под действием постоянной силы»

2.2.1 Цель работы: Исследование движения тела под действием постоянной силы.

2.2.2 Задачи работы:

1. Выбор физической и компьютерной моделей для анализа движения тела.
2. Экспериментальное определение свойств сил трения покоя и движения.
3. Определение массы тела.

2.2.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.2.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Движение под действием постоянной силы», в которой используется компьютерная модель «Движение тела по наклонной плоскости».

3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект. Зарисуйте схему опыта.

4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели. Посмотрите названия, которые появляются на круглой разрезной кнопке управления, когда вы наводите маркер мыши на различные части кнопки. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.

5. Щёлкните мышью кнопку «Сброс» и установите с помощью кнопок регуляторов:

1. угол наклона плоскости, равный нулю,
2. значение внешней силы, равное нулю,
3. массу груза и первое значение коэффициента трения, указанное в таблице 1

для вашей бригады.

6. Нажмите кнопку «Пуск» и проследите за поведением кубика и силы трения.

7. После завершения движения кубика нажмите кнопки «ОК» и «Назад». Установите новое значение внешней силы и нажмите кнопку «Пуск».

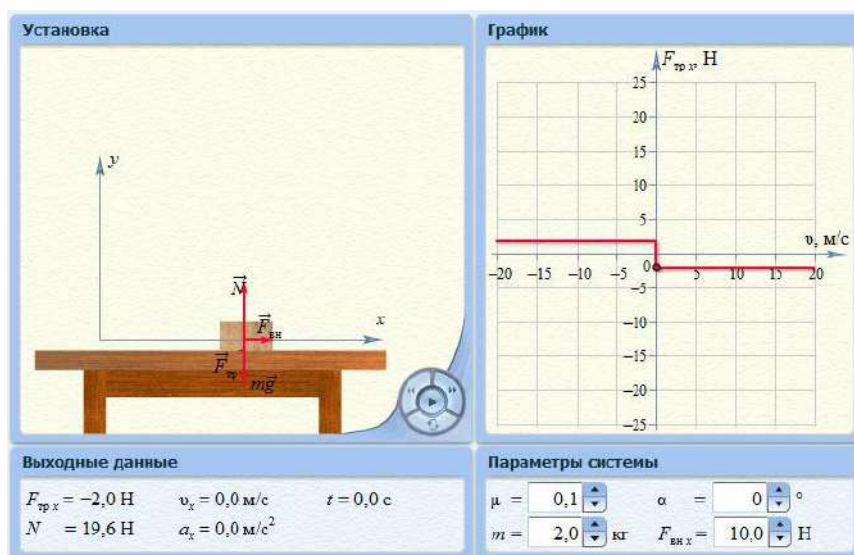
8. Измерения

1. Убедитесь в том, что угол наклона плоскости равен нулю.
2. Установите величину внешней силы 1 Н.
3. Нажмите «Пуск». Величину силы трения и ускорения определите по таблице внизу слева экрана и запишите в таблицу 2.

4. Нажмите кнопку «Назад» и увеличьте внешнюю силу на 1 Н. Если полученное значение больше 10 Н, переходите к выполнению пункта 5.

5. Повторите действия, начиная с пункта 2, записывая результаты в таблицу 2.

6. Установите следующее значение коэффициента силы трения, указанное в табл. 1 и величину внешней силы 1 Н. Повторите действия, начиная с пункта 2.



Модель движения тела по наклонной плоскости

9. Постройте на одном графике зависимости силы трения и ускорения от внешней силы. По наклону графика $a = f(F_{\text{вн}})$ значение массы, используя формулу

$$m = \frac{\Delta F_{\text{вн}}}{\Delta a}$$

10. Вычислите среднее значение m и абсолютную ошибку среднего значения m . В выводе сравните экспериментальное значение массы с табличным.

Таблица 1. Значения коэффициентов трения (не перерисовывать).

Номер бригады	m , кг	μ_1	μ_2	μ_3	Номер бригады	m , кг	μ_1	μ_2	μ_3
1	2,0	0,1	0,2	0,3	5	2,1	0	0,1	0,3
2	2,1	0,1	0,2	0,3	6	2,2	0,2	0,1	0
3	2,2	0,1	0,2	0,3	7	2,3	0,1	0,2	0
4	2,3	0	0,1	0,2	8	2,4	0,2	0,1	0

Таблица 2. Результаты измерений $m = \underline{\hspace{2cm}}$ кг

Номер измерения	$\mu_1 = \underline{\hspace{2cm}}$			$\mu_2 = \underline{\hspace{2cm}}$			$\mu_3 = \underline{\hspace{2cm}}$		
	$F_{\text{вн}}, \text{Н}$	$F_{\text{тр}}, \text{Н}$	$a, \text{м/с}^2$	$F, \text{Н}$	$F_{\text{тр}}, \text{Н}$	$a, \text{м/с}^2$	$F_{\text{вн}}, \text{Н}$	$F_{\text{тр}}, \text{Н}$	$a, \text{м/с}^2$
1	1								
2	2								
...									

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что изучает динамика?
2. Что такое инертность?
3. Что такое масса?
4. Дайте определение импульса?

5. Что такое сила?
6. Сформулируйте принцип суперпозиции сил.
7. Что такое взаимодействие тел?
8. Сформулируйте третий закон Ньютона.
9. Запишите формулу второго закона Ньютона при условии, что масса тела постоянна.
10. Напишите формулу для вычисления скорости тела по заданной силе.
11. При каких условиях возникает сила трения скольжения?
12. Как направлена сила трения скольжения?
13. Напишите соотношение, определяющее силу трения скольжения.
14. Как направлена сила трения покоя?
15. Чему равна величина силы трения покоя?
16. Напишите формулу, определяющую максимальное значение силы трения покоя.
17. Запишите формулу закона всемирного тяготения.
18. Запишите выражение для силы тяжести.
19. Выведите формулу для ускорения свободного падения на поверхности Земли g .

2.3 Лабораторная работа № 3 (2 часа).

Тема: «Закон сохранения механической энергии»

2.3.1 Цель работы:

1. Знакомство с применением физических моделей- консервативная и диссипативная механическая система.
2. Экспериментальная проверка закона сохранения механической энергии в консервативных и диссипативных системах.

2.3.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться с компьютерной моделью «Движение тела по наклонной плоскости».
2. Экспериментально проверить выполнение закона сохранения механической энергии при движении тела по наклонной плоскости.

2.3.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

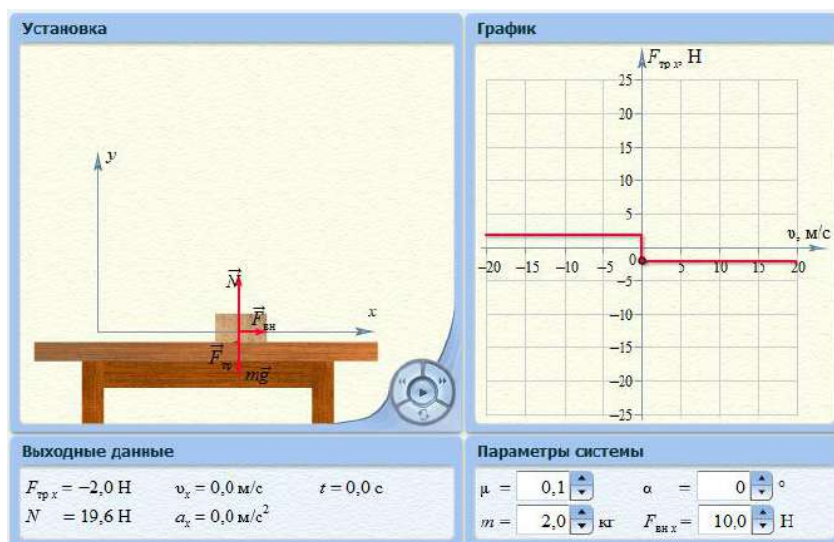
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – 000 «Физикон», 2014.

2.2.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Закон сохранения механической энергии», в которой используется компьютерная модель «Движение тела по наклонной плоскости».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект.
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели. Посмотрите названия, которые появляются на круглой разрезной кнопке управления, когда вы наводите маркер мыши на различные части

кнопки. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.

5. Щёлкните мышью кнопку «Сброс» и установите с помощью кнопок регуляторов: значения массы тела m , угла наклона плоскости α , внешней силы $F_{\text{вн}}$, коэффициента трения μ и ускорения a , указанные в таблице 1 для вашей бригады.



№ бриг.	1	2	3	4	5	6	7	8
m , кг	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0	2,9	2,7
μ	0,10	0,2	0,3	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
α , °	20	25	30	35	40	30	35	40
$F_{\text{вн}}$, Н	-4	-3	-2	-1	1	2	3	4
a , м/с ²								

Таблица 1. Исходные параметры опыта

$m = \underline{\hspace{1cm}}, \mu = \underline{\hspace{1cm}}, \alpha = \underline{\hspace{1cm}}, F_{\text{вн}} = \underline{\hspace{1cm}}$								
t	v	S	$W_{\text{к}}$	$W_{\text{п}}$	$A_{\text{тр}}$	$A_{\text{вн}}$	$A_{\text{сум}}$	$\Delta W_{\text{полн}}$

Таблица 2. Исходные параметры опыта

6. Вычислите по формулам:

1. $v = a \cdot t$ - скорость тела в конце наклонной плоскости;

2. $s = \frac{a \cdot t^2}{2}$ - длину наклонной плоскости;

3. $W_{\text{к}} = \frac{m \cdot v^2}{2} = \frac{m a^2 t^2}{2}$ - кинетическую энергию тела в конце наклонной плоскости;

4. $W_{\text{п}} = m g h = m g s \cdot \sin \alpha = m g \cdot \frac{a t^2}{2} \cdot \sin \alpha$ - потенциальную энергию тела в конце наклонной плоскости;

5. $A_{тр} = F_{тр} \cdot S \cdot \cos \theta = \mu N S \cdot \cos \theta = \mu mg \cdot \cos \alpha \cdot \frac{at^2}{2}$ - работу силы трения на участке спуска;

6. $|A_{вн}| = |F_{вн} S \cos \theta| = \left| F_{вн} \cdot \frac{at^2}{2} \right|$ - работу внешней силы на участке спуска;

7. $A_{сум} = A_{тр} \pm A_{вн}$ - суммарную работу диссипативных сил;

8. $\Delta W_{полн}$ - изменение полной энергии тела.

Запишите результаты вычислений в соответствующие строки таблицы 2.

7. По формуле (7) проверьте выполнение закона сохранения механической энергии при движении тела по наклонной плоскости, рассчитайте погрешности и сделайте выводы по результатам проведённых опытов.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Сформулируйте закон сохранения механической энергии.
2. Для каких систем выполняется закон сохранения механической энергии?
3. В чём состоит различие между понятиями работа и энергия?
4. Чем обусловлено изменение потенциальной энергии?
5. Чем обусловлено изменение кинетической энергии?
6. Какие силы называются консервативными?
7. Какие силы называются диссипативными?
8. Тело медленно втаскивают в гору. Зависит ли от формы профиля горы: а) работа силы тяжести; б) работа силы трения?
9. Тело соскальзывает с вершины наклонной плоскости без начальной скорости. Зависит ли работа силы трения на всём пути движения тела до остановки на горизонтальном участке: а) от угла наклона плоскости; б) от коэффициента трения?
10. По наклонной плоскости с одной и той же высоты соскальзывают два тела: одно массой m , другое массой $2m$. Какое из тел пройдёт до остановки по горизонтальному участку больший путь и во сколько раз?

2.4 Лабораторная работа № 4 (2 часа).

Тема: «Соударения упругих шаров»

2.4.1 Цель работы: Исследование столкновения двух абсолютно упругих шаров.

2.4.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться с компьютерной моделью столкновения абсолютно упругих шаров.
2. Исследование взаимодействия двух шаров при столкновении и выбор физической модели.
3. Исследование физических характеристик, сохраняющихся при соударениях упругих шаров.

2.4.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.4.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Соударения упругих шаров».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимо записать в свой конспект. Выведите формулы (1), (2), (3), приведенные в разделе «Краткая теория».
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели и зарисуйте их в свой конспект.
5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений. Рассмотрите рис.2 и 3, на которых изображены шары до и после удара. Установив прицельное расстояние $d = 2R$ (минимальное расстояние, на котором не происходит столкновения), определите радиус шаров.

Установив прицельное расстояние $0 < d < 2R$, мышью щёлкните кнопку **Пуск** внизу справа экрана и наблюдайте процесс рассеяния при столкновении. Зарисуйте с экрана поле движения и все характеристики тел.

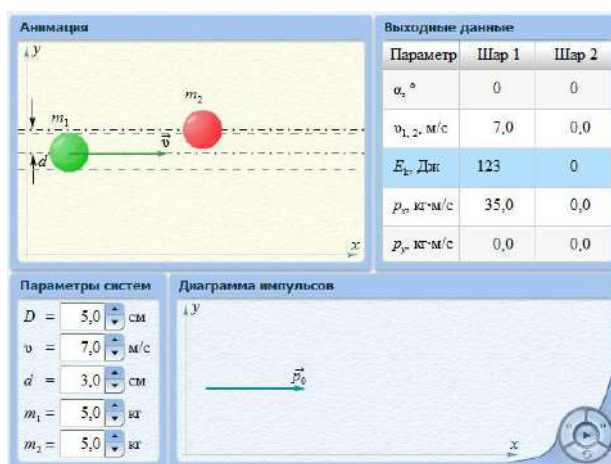


Рис.2 – Состояние системы до взаимодействия

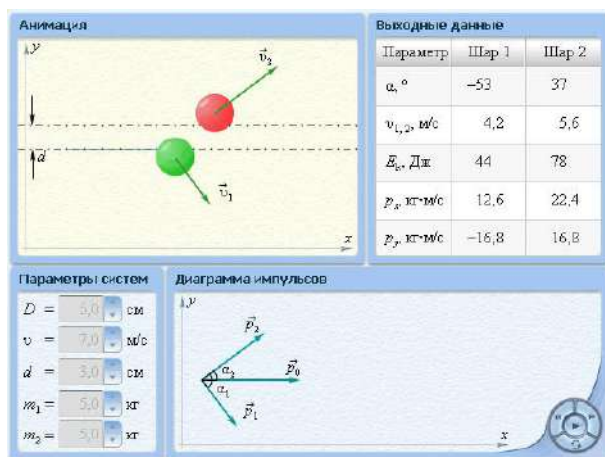


Рис.3 – Состояние системы после взаимодействия

Измерения.

1. Установите массы шаров и начальную скорость первого шара (первое значение), указанные в таблице 1 для вашей бригады.
2. Прицельное расстояние d выберите равным нулю.
3. Щёлкая мышью кнопку **Пуск** на экране монитора, проследите за движением шара. После остановки анимации, запишите результаты измерений скоростей и углов в таблицу 2, образец которой приведен ниже.
4. Щёлкните Назад (левую часть кнопки управления). Измените значение прицельного расстояния d на величину $0,2 d/R$, где R – радиус шара и повторите измерения.
5. Когда возможные измерения d/R будут исчерпаны, установите значение начальной скорости первого шара из таблицы 1 и повторите измерения, начиная с нулевого прицельного расстояния d . Результаты измерений запишите в табл.3., аналогичную табл.2

Таблица 1 (не переписывать). Массы и начальные скорости.

Номер бригады	m_1 , кг	m_2 , кг	v_0 , м/с	Номер бригады	m_1 , кг	m_2 , кг	v_0 , м/с
1	4,1	5	4 и 7	5	4,5	4	6 и 10
2	4,2	5	4 и 7	6	4,6	4	6 и 10
3	4,3	5	4 и 7	7	4,7	4	6 и 10
4	4,4	5	4 и 7	8	4,8	4	6 и 10

Таблицы 2 и 3. Результаты измерений и расчётов.

$m_1 = \text{--- кг}, m_2 = \text{--- кг}, v_0 = \text{--- м/с}$									
№	d/R	v_1 , м/с	v_2 , м/с	α_1 , °	$\sin \alpha_1$	$\cos \alpha_1$	α_2 , °	$\sin \alpha_2$	$\cos \alpha_2$
1	0								
2	0,2								
...									

Таблицы 4 и 5. Результаты расчётов.

$m_1 = \text{--- кг}, m_2 = \text{--- кг}, v_0 = \text{--- м/с}, (v_0)^2 = \text{--- (м/с)}^2$									
№	d/R	$v_1 \cos \alpha_1$, м/с	$v_0 - v_1 \cos \alpha_1$, м/с	$v_2 \cos \alpha_2$, м/с	$v_1 \sin \alpha_1$, м/с	$v_2 \sin \alpha_2$, м/с	$(v_1)^2$, (м/с) ²	$(v_0)^2 - (v_1)^2$, (м/с) ²	$(v_2)^2$, (м/с) ²
1	0								
2	0,2								
...									

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите необходимые величины и занесите их в таблицы 4 и 5.
2. Постройте графики зависимостей (на трёх чертежах):
 - разности квадратов скоростей первого шара до и после удара от квадрата скорости второго шара после удара $(v_0^2 - v_1^2) = f(v_2^2)$,
 - разности проекций на ось Oх скоростей первого шара до и после удара как функции от проекции на ось Oх скорости второго шара после удара $(v_0 - v_1 \cdot \cos \alpha_1) = f(v_2 \cdot \cos \alpha_2)$,
 - проекции на ось Oу скорости первого шара после удара от проекции на ось Oу скорости второго шара после удара $(v_1 \cdot \sin \alpha_1) = f(v_2 \cdot \sin \alpha_2)$.
3. Используя полученные графики, определите отношение масс шаров m_2 / m_1 .
4. Проанализируйте и сравните измеренные и заданные значения отношения масс.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое удар?
2. Для какого взаимодействия двух тел можно применять модель столкновения?
3. Какая модель применима для описания взаимодействия шаров в данной лабораторной работе?
4. В чём отличие взаимодействия двух бильярдных шаров от взаимодействия двух шаров в данной работе?
5. Какое столкновение называют абсолютно упругим?
6. При каком столкновении выполняется закон сохранения импульса?
7. Сформулируйте основные свойства импульса.
8. Как математически определяется быстрота изменения импульса?
9. Дайте формулировку закона сохранения импульса.
10. Дайте определение кинетической энергии.
11. При каком столкновении выполняется закон сохранения кинетической энергии?
12. Дайте формулировку закона сохранения кинетической энергии.
13. Дайте определение потенциальной энергии.
14. Что такое полная механическая энергия?
15. Что такое замкнутая механическая система?
16. При каком столкновении выделяется тепловая энергия?
17. При каком столкновении форма тел восстанавливается?
18. При каком столкновении форма тел не восстанавливается?
19. Что такое прицельное расстояние (параметр) при столкновении шаров?

2.5 Лабораторная работа № 5 (2 часа).

Тема: «Определение момента инерции шатуна»

2.5.1 Цель работы: Определение момента инерции шатуна

2.5.2 Задачи работы:

1. Изучить свойства физического маятника и теорему Штейнера.
2. Измерить момент инерции шатуна с помощью метода физического маятника.

2.5.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. штатив с отвесом и горизонтальной осью,
2. шатун,
3. секундомер,
4. крючки с нитями,
5. масштабная линейка.

2.5.4 Описание (ход) работы:

1. Изучить краткое теоретическое введение и записать необходимые сведения в конспект.

Теоретическое введение. Одним из методов опытного определения момента инерции является метод физического маятника, суть которого заключается в следующем: исследуемое тело подвешивается так, чтобы оно могло качаться (без учета сил трения) как физический маятник. Период колебаний такого маятника определяется по формуле:

$$T = 2\pi\sqrt{J/p \cdot r} \quad (1)$$

где T - период колебания, J - момент инерции маятника относительно оси колебаний,

P - вес маятника, r - расстояние от оси колебаний до центра тяжести маятника.

Из формулы (1) можно найти момент инерции, определив остальные величины (T ; P и r) опытным путем:

$$J = (PrT^2)/4\pi^2 \quad (2)$$

Зная момент инерции тела относительно оси, проходящей через любую точку, можно определить момент инерции этого же тела относительно оси, проходящей через центр тяжести параллельно данной оси, используя теорему Штейнера: "Момент инерции твердого тела относительно любой оси равен моменту инерции этого же тела относительно оси, проходящей через центр тяжести (J_0) параллельно данной оси, сложенному с произведением массы (m) тела на квадрат расстояния между осями (d), то есть

$$J = J_0 + md^2 \quad (3)$$

откуда

$$J_0 = J - md^2 \quad (4)$$

где $d = r_{AO}$ или $d = r_{BO}$ (рис. 1. а.б.в.).

Таким образом, для определения J_0 нужно найти J относительно любой оси вращения, измерить m и d и вычислить J_0 по формуле (4).

Измерения.

1. Значение массы шатуна выбито на шатуне в граммах. По этому значению вычислить вес шатуна в Ньютонах в положении равновесия.

2. Отметить на шатуне центр тяжести O . Для этого шатун подвесить на крючках так, как показано на рис. 1 а. Положение центра тяжести определится как точка пересечения отвесной линии с осью симметрии шатуна.

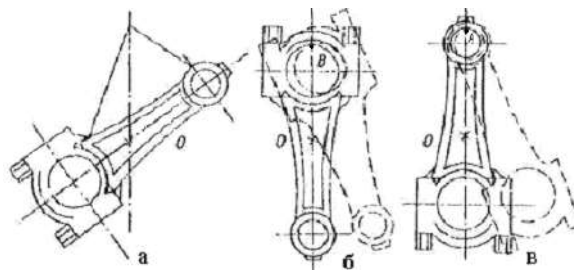


Рис. 1

3. Подвесить шатун так, как показано на рис. 1 б (ось вращения шатуна проходит

через точку В) и, определив время десяти колебаний, найти период колебания шатуна T_B относительно оси, проходящей через точку В (шатун отклоняется от положения равновесия на 3-5°).

$$T_B = \frac{t}{10}$$

4.. Измерить масштабной линейкой расстояние $r_{BO} = BO$.

5. Вычислить момент инерции шатуна относительно оси, проходящей через точку В (J_B) по формуле (2).

6. Подвесить шатун так, как это показано на рис. 1 в (ось вращения шатуна проходит через точку А), и аналогично описанному выше определить период колебаний шатуна (T_A), расстояние $r_{AO} = AO$ и вычислить момент инерции шатуна относительно оси, проходящей через точку А (J_A).

$$T_A = \frac{t}{10}$$

7. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу.

Положение шатуна	m	n	t	T	J	J
Относительно оси, проходящей через точку В		10				
Относительно оси, проходящей через точку А.		10				

8. Вычислить J_O шатуна: $J_O = J_A - r_{AO}^2 m$; $J_O = J_B - r_{BO}^2 m$ для двух положений шатуна и его среднее значение.

9. Найти абсолютную и относительную погрешности вычислений момента инерции шатуна J_O относительно оси, проходящей через центр масс.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называют вращательным движением твердого тела?
2. Определение линейной и угловой скорости, линейного и углового ускорения. Связь между этими величинами.
3. Дайте определения момента силы и момента инерции. Единицы их измерения.
4. Способы вычисления момента инерции материальной точки и тела.
5. Сформулируйте теорему Штейнера.
6. Сформулируйте основное уравнение динамики вращательного движения.
7. Напишите формулу кинетической энергии вращающегося тела.
5. Опишите метод определения момента инерции шатуна относительно оси, проходящей через точку подвеса, применяемый в данной работе.

2.6 Лабораторная работа № 6 (2 часа).

Тема: «Свободные механические колебания»

2.6.1 Цель работы: Исследование движения тела под действием квазиупругой силы.

2.6.2 Задачи работы:

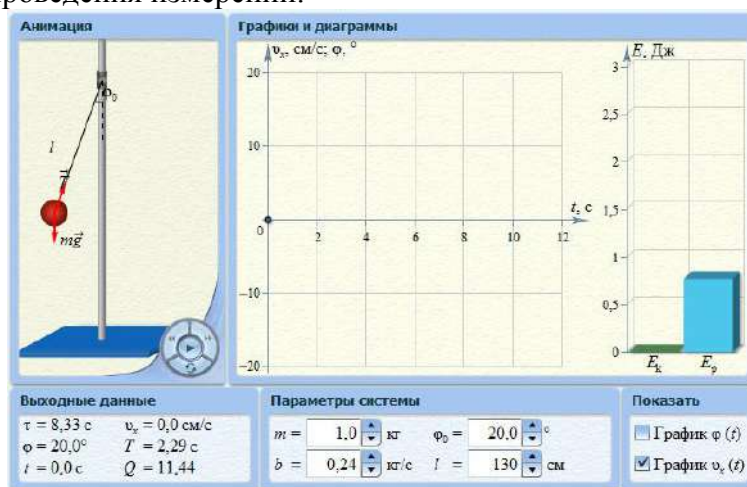
1. Выбор физических моделей для анализа движения тел.
2. Экспериментальное определение зависимости частоты колебаний от параметров системы.

2.6.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

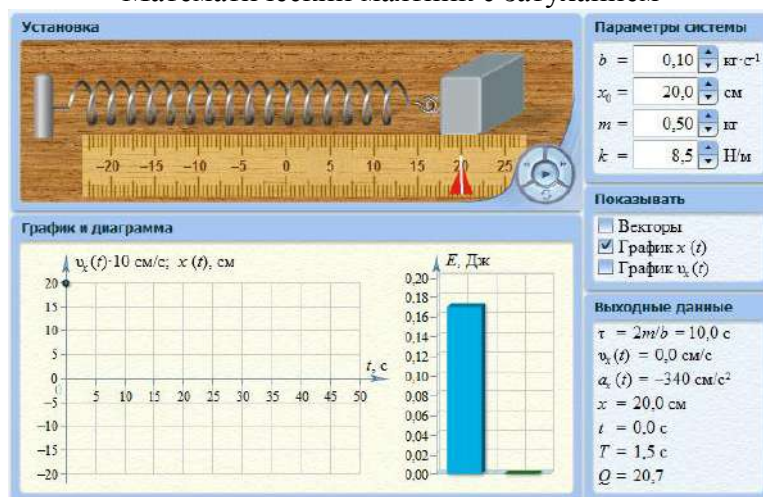
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.6.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Математический маятник с затуханием», потом модель «Пружинный маятник с затуханием».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект.
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели.
5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.



Математический маятник с затуханием



Пружинный маятник с затуханием

6. Выберите модель «Математический маятник». Установите с помощью кнопок регуляторов максимальную длину L и значения коэффициента затухания b и начального угла φ_0 , указанные в таблице 1 для вашей бригады.

7. Потренируйтесь в проведении измерений с помощью модели.

Эксперимент 1

8. Приступайте к измерениям длительности Δt для $N = 3-5$ полных колебаний, начиная с максимальной длины (130 см) нити маятника и уменьшая её каждый раз на 5 см (до минимальной длины 90 см). перед изменением параметров нажимайте **Сброс** (нижнюю часть кнопки управления) . Длину нити L и результаты измерений длительности Δt записывайте в таблицу 2.

Эксперимент 2

9. Выберите модель «Пружинный маятник с затуханием». Установите массу груза, значение коэффициента затухания и начальное смещение, указанные в таблице 1 для вашей бригады. Проведите измерения, аналогичные эксперименту 1, начав с минимального коэффициента жёсткости $k = 5$ Н/м и увеличивая его каждый раз на 1 Н/м.

Таблица 1 (в конспект не переписывать)

Значения коэффициента затухания (вязкого трения), начального угла и массы

Номер бригады	b , кг/с	φ_0 , °	m , кг	Номер бригады	b , кг/с	φ_0 , °	m , кг
1	0.8	20	1.5	5	0.1	14	2.7
2	0.6	18	1.6	6	0.3	16	2.8
3	0.4	16	1.7	7	0.5	18	2.9
4	0.2	14	1.8	8	0.7	20	3.0

Таблица 2 (в конспект не переписывать)

Значения коэффициента затухания (вязкого трения), начального смещения и массы

Номер бригады	b , кг/с	x_0 , см	m , кг	Номер бригады	b , кг/с	x_0 , см	m , кг
1	0.8	20	0.5	5	0.7	17	0.6
2	0.6	19	0.7	6	0.5	18	0.8
3	0.4	18	0.9	7	0.3	19	0.5
4	0.2	17	1.0	8	0.1	20	1.0

Таблица 3 Результаты измерений

Номер измерения	$N =$			
	L , м	Δt , с	T , с	T^2 , с ²
1	1,3			
2	1,25			
...				
g , м/с ²				

Таблица 4 Результаты измерений и расчётов

Номер измерения	N =				
	k, Н/м	Δt , с	T, с	ω , 1/с	ω^2 , 1/с ²
1	5				
2	6				
...					

Обработка результатов измерений и оформление отчёта

1. Вычислите требуемые величины и заполните таблицы 2 и 3.
2. Постройте графики зависимости:
 - а) квадрата периода колебаний от длины нити математического маятника,
 - б) квадрата циклической частоты колебаний от жёсткости пружины

пружинного

маятника

3. По наклону графика $T^2 = f(L)$ определите значение g, используя формулу

$$g = 4\pi^2 \frac{\Delta L}{\Delta(T^2)}$$

4. Оцените абсолютную ошибку определения g.
5. По наклону графика $\omega^2 = f(k)$ определите значение m, используя формулу

$$m = \frac{\Delta k}{\Delta(\omega^2)}$$

6. Оцените абсолютную ошибку определения m.
7. Проанализируйте ответ и графики.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое колебание?
2. Дайте определение периода и частоты колебаний.
3. Дайте определение гармонических колебаний.
4. Запишите закон движения частицы, совершающей гармонические колебания.
5. Дайте определение амплитуды, фазы и начальной фазы гармонических колебаний.
6. Напишите уравнения, связывающие частоту, период и циклическую частоту гармонических колебаний.
7. Напишите уравнения зависимости от времени скорости и ускорения при гармонических колебаниях.
8. Напишите дифференциальное уравнение свободных гармонических колебаний материальной точки.
9. Напишите дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний материальной точки.
10. Что определяет коэффициент затухания?
11. Дайте определение математического маятника.
12. Запишите формулу периода и частоты свободных колебаний математического маятника.
13. Дайте определение пружинного маятника.
14. Запишите формулу циклической частоты и периода пружинного маятника.

2.7 Лабораторная работа № 7 (2 часа).

Тема: «Законы течения идеальной жидкости»

2.7.1 Цель работы: Исследование законов течения идеальной жидкости.

2.7.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться с компьютерной моделью идеальной жидкости.
2. Экспериментальное определение некоторых динамических характеристик идеальной жидкости.
3. Экспериментальная проверка уравнения неразрывности струи.

2.7.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – 000 «Физикон», 2014.

2.7.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Течение идеальной жидкости».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект.
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели.
5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.

Методика и порядок измерений

1. Установите с помощью мыши одинаковые значения диаметров трубы $d_1 = d_2 = d_3$ на всех трёх её участках, равное D_1 , которое указано в таблице 1 для вашей бригады.
2. С помощью миллиметровой линейки измерьте всю длину трубы $L_{\text{экс}}$ и её диаметр $D_{\text{экс}}$.
3. Определите «модельную» длину трубы $L_{\text{м}}$ по формуле и запишите эти значения в таблицу 2.

$$L_{\text{м}} = \frac{D_1}{D_{\text{экс}}} \cdot L_{\text{экс}} = k L_{\text{экс}}$$

4. Зафиксируйте своё внимание на одной из пяти штриховых линий в жидкости (5 тёмных горизонтальных линий в трубе), находящееся на входе в трубу и одновременной включите секундомер. Сопровождая визуально её течение по трубе, выключите секундомер в момент прохождения ею выходного сечения трубы. Запишите это время в таблицу 2.
5. Проведите этот опыт 10 раз и каждое значение t_1 запишите в таблицу 2.
7. Запишите в таблицу 2 значения $H_1 = h_1 = h_2 = h_3$
8. С помощью курсора мыши установите второе, одинаковое для всех трёх секций трубы значение диаметра D_2 , указанное в таблице 1 для вашей бригады, и повторите измерения, проведенные согласно пунктам 1 – 7.

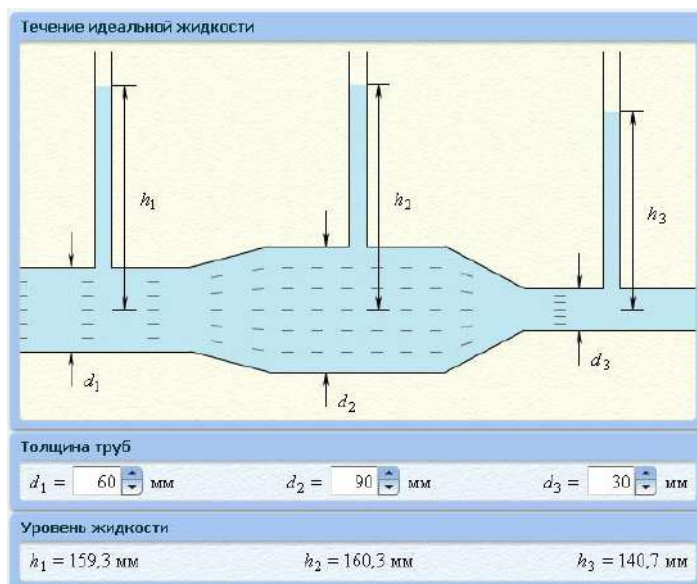


Таблица 1. Значения диаметров трубы

Номер бригады	D_1 , мм	D_2 , мм	Номер бригады	D_1 , мм	D_2 , мм
1	30	70	5	50	80
2	35	65	6	55	90
3	40	60	7	60	30
4	45	55	8	65	40

Таблица 2. Результаты измерений

Номер измерения	$D_1 = \text{---}, H_1 = \text{---}$			$D_2 = \text{---}, H_2 = \text{---}$		
	t_i	v_i	g_i	t_i	v_i	g_i

Обработка результатов и оформление отчёта

1. По формуле $v_i = \frac{L_m}{t_i}$ определите скорость течения жидкости в каждом опыте и её среднее значение $\langle v_i \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{10} v_i}{10}$. Затем вычислите квадрат среднего значения скорости $\langle v_i \rangle^2$.
2. По формуле $g = \frac{\langle v_1 \rangle^2 - \langle v_2 \rangle^2}{2(H_2 - H_1)}$ определите экспериментальное (модельное) значение ускорения свободного падения.
3. По формуле $D_1^2 \cdot \langle v_1 \rangle = D_2^2 \cdot \langle v_2 \rangle$ проверьте выполнение в вашем опыте уравнения неразрывности.
4. По формуле (9), приведенной ниже, рассчитайте объём жидкости, протекающей через сечение трубы за 1 с.

$$v_1 = \sqrt{\frac{2g\Delta h}{1 - \frac{S_1^2}{S_2^2}}} \quad \text{и} \quad Q = v_1 \cdot S_1 = S_1 \cdot \sqrt{\frac{2g\Delta h}{1 - \frac{S_1^2}{S_2^2}}}$$
5. Определите погрешность проведенных измерений.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Каков физический смысл уравнения неразрывности для несжимаемой жидкости?
2. Выведите уравнение Бернулли.
3. Как в потоке жидкости можно измерить статическое, динамическое и полное давление?
4. Сформулируйте и объясните законы Архимеда и Паскаля.
5. Какое течение жидкости называется ламинарным и турбулентным?
6. Каким критерием определяется переход режима течения жидкости от ламинарного к турбулентному?
7. Какое явление называют вязкостью жидкости?

2.8 Лабораторная работа № 8 (2 часа).

Тема: «Распределение Максвелла»

2.8.1 Цель работы: Знакомство с поведением молекул идеального газа и компьютерной моделью, описывающей его.

2.8.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное подтверждение распределения Максвелла молекул идеального газа по скоростям.
2. Экспериментальное определение массы молекул в данной модели.

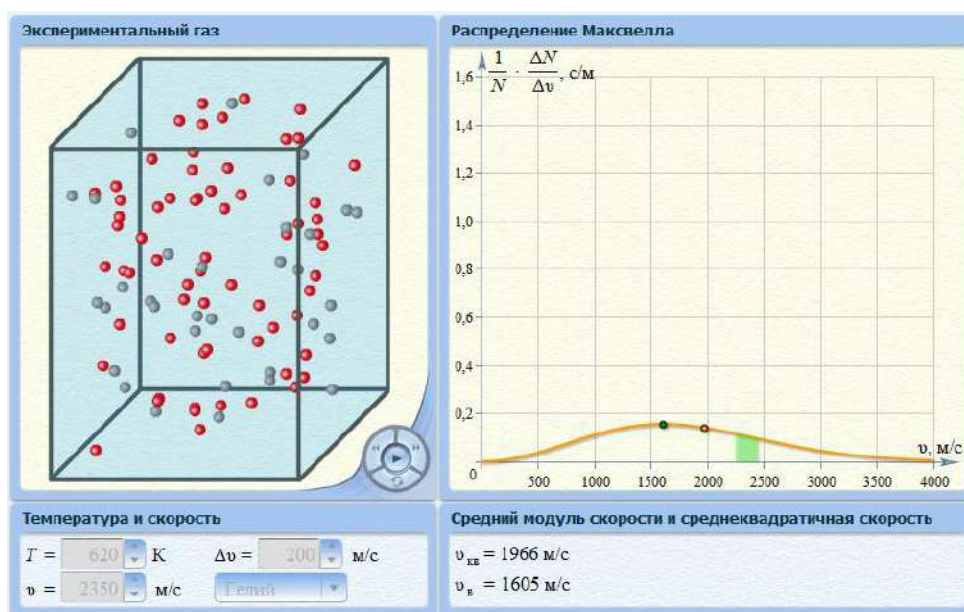
2.8.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.5.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Распределение Максвелла».

3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели. Внимательно рассмотрите изображение на экране монитора. Обратите внимание на систему частиц, движущихся в замкнутом объёме. Они абсолютно упруго сталкиваются друг с другом и со стенками сосуда. Их количество около 100. Данная система является хорошей «механической» моделью идеального газа одноатомных молекул.
5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.



Измерения

1. Выберите газ, нажав кнопку около названия газа.
2. Нажимая кнопки около индикатора температуры, установите температуру T_1 , указанную в таблице 1 для вашей бригады.
3. Запишите для неё значения наивероятнейшей и среднеквадратичной скоростей в первый столбец таблицы 2.
4. Увеличивая температуру на 50° , записывайте значения наивероятнейшей и среднеквадратичной скоростей в таблицу 2.

Таблица 1 (не перерисовывать). Примерные значения температуры.

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
Газ	гелий	неон	аргон	криптон	гелий	неон	аргон	криптон
T_1	150	140	145	150	150	145	140	140
T_2	200	190	195	200	200	195	190	190
...								
T_{14}	800	790	795	800	800	795	790	790

Таблица 2. Результаты измерений и расчётов для газа _____

T, K			
$v_B, \text{км/с}$			
$v_{KB}, \text{км/с}$			
$(v_B)^2, (\text{км/с})^2$			
$(v_{KB})^2, (\text{км/с})^2$			

Обработка результатов измерений и оформление отчёта

1. Для каждой температуры вычислите квадраты наивероятнейшей и среднеквадратичной скоростей атомов газа и внесите в таблицу 2.

2. Постройте на одном чертеже графики зависимости квадрата наивероятнейшей $v_e^2 = f(T)$ и квадрата среднеквадратичной скоростей $v_{KB}^2 = f(T)$ от температуры.

3. По каждому графику определите значение массы атома газа:

$$m = 2k \cdot \frac{\Delta T}{\Delta(v_e^2)} \quad \text{и} \quad m = 3k \cdot \frac{\Delta T}{\Delta(v_{KB}^2)}$$

4. Запишите ответ и проанализируйте ответ и графики.

Табличные значения

Газ	Водород	Гелий	Неон	Аргон	Криптон
Масса атома, 10^{-27} кг	1,66	6,64	33,20	66,40	139,44

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение вероятности получения некоторого результата измерения.
2. Дайте определение элементарной вероятности при измерении величины скорости.
3. Что такое функция распределения?
4. Что такое макросистема?
5. Каковы основные свойства макросистем?
6. Как движутся частицы макросистем?
7. Что такое давление?
8. Что такое температура?
9. Как связаны функции распределения и проекции скоростей частиц макросистемы?
10. Опишите модель «идеальный» газ.
11. Каковы особенности графика функции распределения величины скорости молекул идеального газа?
12. Напишите формулу, определяющую среднее значение скорости молекул.

2.9 Лабораторная работа № 9 (2 часа).

Тема: «Диффузия в газах»

2.9.1 Цель работы: Изучение явления диффузии с помощью компьютерной модели, описывающей диффузию молекул идеального газа.

2.9.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться с компьютерной моделью диффузии молекул идеального газа.
2. Экспериментальное подтверждение закона диффузии.
3. Экспериментальное определение средней скорости теплового движения молекул в данной модели.

2.9.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

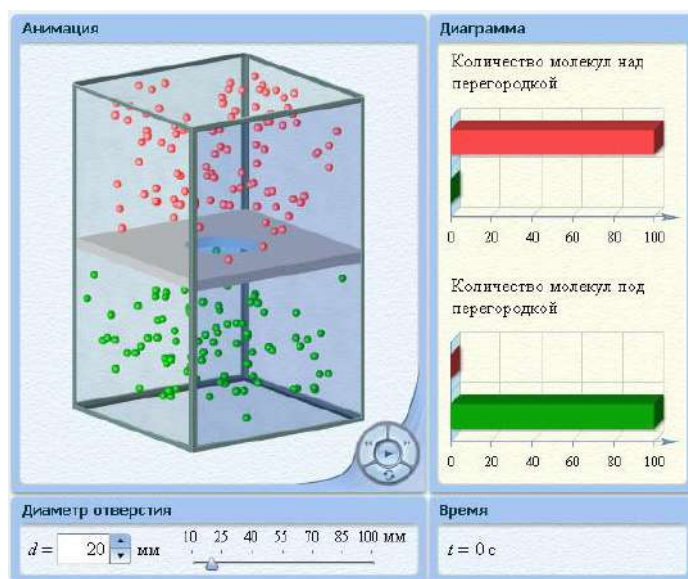
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.9.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Диффузия в газах».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект.
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели.

Методика и порядок измерений

1. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.
2. Обратите внимание на 2 системы частиц, находящихся в начальный момент в верхнем (красные) и в нижнем (зелёные) объёмах. Они абсолютно упруго сталкиваются друг с другом и со стенками сосуда. Количество частиц N_0 каждого компонента равно 100. Данная система является хорошей механической моделью идеального газа.
3. Нажмите мышью кнопку «Пуск» и наблюдайте переход части частиц из одной части объёма в другой, то есть диффузию молекул газов.
4. Количество частиц подсчитывается автоматически. Для установки нового диаметра отверстия надо нажать «Сброс» соответствующие кнопки регулятора диаметра d .



Модель диффузии двух идеальных газов

Измерения.

Эксперимент «Исследование диффузии частиц через отверстие в перегородке, разделяющей два одинаковых объёма».

1. Нажмите кнопку «Пуск» и через Δt секунд (указано в таблице 1) после начала процесса нажмите кнопку «Пауза» и измерьте характеристику, которая соответствует требуемому согласно таблице 1 измерению (например, количество зелёных частиц сверху). Результат запишите в таблицу 2. Нажмите «Пуск» и через следующие Δt секунд остановите процесс и запишите количество частиц.

2. Закончив измерения с данным отверстием, установите следующее значение диаметра отверстия (указано в таблице 1) и повторите измерения, записывая результаты в таблицы 3 – 5, аналогичные таблице 2.

Таблица 1 (не переписывать). Значения диаметров отверстия и сорта частиц в объёме наблюдения

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
$d_1, \text{ мм}$	40	45	40	45	50	50	50	50
$d_2, \text{ мм}$	45	50	45	50	60	60	65	60
$d_3, \text{ мм}$	50	55	50	65	70	70	75	75
$d_4, \text{ мм}$	75	80	75	80	80	80	85	80
$\Delta t, \text{ с}$	10	10	10	10	5	5	5	5
Сорт	красн.	зелен.	красн.	зелен.	красн.	зелен.	красн.	зелен.
Объем	снизу	сверху	сверху	снизу	снизу	сверху	сверху	снизу

Образец таблиц 2 – 5 «Результаты измерений и расчётов» (диаметр отверстия $d = \_\_\text{ мм}$).

$t/\Delta t$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
N										
$\left(1 - \frac{2N}{N_0}\right)$										
$\ln \left(1 - \frac{2N}{N_0}\right)$										

Обработка результатов измерений и оформление отчёта

1. Вычислите и запишите в таблицы все указанные значения.
2. Постройте на одном рисунке графики экспериментальных зависимостей (для каждого отверстия)

$$-\ln \left(1 - \frac{2N}{N_0}\right) = f\left(\frac{t}{\Delta t}\right)$$

3. Определите тангенс угла наклона каждой прямой.

4. Постройте график зависимости полученного тангенса от квадрата диаметра отверстия

$$\operatorname{tg} \varphi = f(d^2)$$

5. В выводах сравните полученный график с теоретической зависимостью

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta \left\{ \ln \left(1 - \frac{2n(t)}{N_0} \right) \right\}}{\Delta t} = \frac{\pi D}{8 L_{\text{отв}} \cdot V} \cdot d^2$$

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение явлению переноса.
2. Назовите примеры явлений переноса.
3. Дайте определение явлению диффузии.
4. Чем обусловлена диффузия?
5. В чём проявляется диффузия?
6. Какая диффузия называется одномерной?
7. Что такое самодиффузия?
8. Напишите уравнение одномерной диффузии для двухкомпонентной системы газов.
9. Каков физический смысл коэффициента диффузии?
10. Что такое плотность тела?
11. Что такое концентрация молекул (частиц)?
12. Дайте определение градиента плотности для общего случая.
13. Напишите формулу для градиента плотности, если она изменяется только вдоль оси O.
14. Куда направлен вектор градиента плотности?
15. Чему равен модуль вектора градиента плотности?
16. Что такое длина свободного пробега частицы?
17. Что такое время свободного пробега частицы?
18. Что такое эффективный диаметр и эффективное сечение частицы?
19. Какое уравнение связывает среднюю скорость с коэффициентами диффузии?

2.10 Лабораторная работа № 10 (2 часа).

Тема: «Теплоёмкость идеального газа»

2.10.1 Цель работы: Знакомство с теплоёмкостью идеального газа в изохорическом и изобарическом процессах.

2.10.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное подтверждение закономерностей изопроцессов.
2. Экспериментальное определение количества степеней свободы и структуры молекул газа в данной модели.

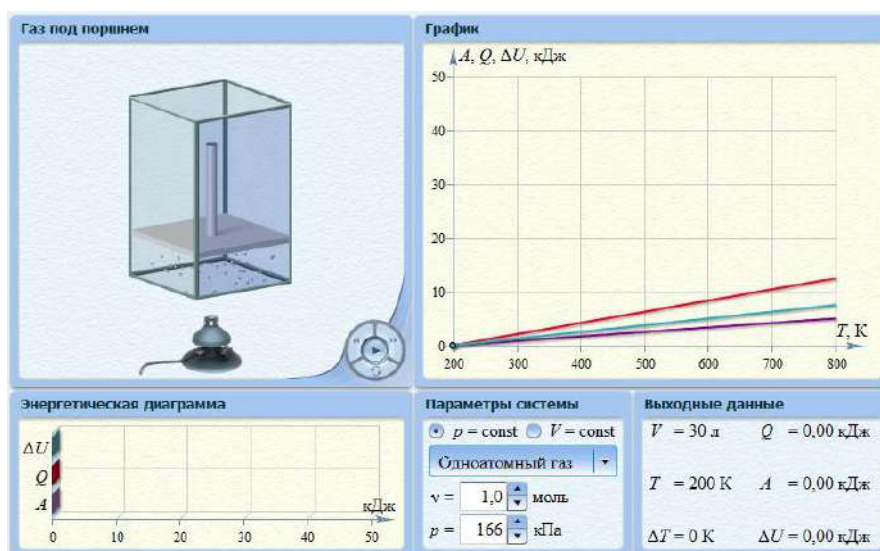
2.10.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.10.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».

2. Выберите модель «Теплоёмкость идеального газа».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели. Найдите изображение элемента, в котором реализуется процесс, обратите внимание на устройство, которое его обеспечивает. Ознакомьтесь с графиками в правой части изображения. Зарисуйте необходимое в свой конспект лабораторной работы.
5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.



Модель идеального газа, участвующего в различных процессах

Таблица 1 (не перерисовывать). Начальные значения

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
$\nu, 10^{-3}$ кмоль	2,3	2,2	2,0	1,8	2,3	2,2	2,0	1,8
$V_0, 10^{-3}$ м ³	40	50	60	70	70	60	50	40
$p_0, 10^3$ Па	140	160	180	200	200	180	160	140

Таблица 2. Результаты измерений и расчётов. Газ одноатомный.

$T, \text{К}$	300	400	500	600	700	800
$Q_{V^*}, \text{кДж}$						
$Q_p, \text{кДж}$						

Таблица 3. Результаты измерений и расчётов. Газ двухатомный.

T, K						
$Q_V, \text{кДж}$						
$Q_p, \text{кДж}$						

Таблица 4. Результаты измерений и расчётов. Газ трёхатомный

T, K						
$Q_V, \text{кДж}$						
$Q_p, \text{кДж}$						

Измерения

1. Нажмите мышью кнопку «Сброс», выберите режим $V = \text{const}$, одноатомный газ и установите значения характеристик в соответствии с таблицей 1 для вашей бригады.
2. Запустите процесс, нажав кнопку «Назад», а затем «Пуск».
3. Останавливайте процесс, нажимая на кнопку «Пауза», когда отметка на теоретической зависимости будет находиться вблизи значений температуры, указанных в таблицах, записывая при остановке значение переданной теплоты Q_V в таблицу 2.
4. Нажмите кнопку «Сброс».
5. В окне «Параметры системы» нажмите кнопку « $p = \text{const}$ ».
6. Повторите действия, начиная с пункта 2, и заполните последнюю строку $Q_p = \text{const}$ в таблице 2.
7. В окне «Параметры системы» нажмите мышью кнопку «Одноатомный газ» и выберите «Двухатомный газ».
8. Повторите измерения согласно пунктам 1-7, записывая результаты в таблицу 3.
9. После заполнения таблицы 3 нажмите мышью кнопку «Сброс».
10. В окне «Параметры системы» нажмите мышью кнопку «Двухатомный газ» и выберите «Трёхатомный газ».
11. Повторите действия согласно пунктам 1-7 и записывая результаты в таблицу 4.

Обработка результатов измерений и оформление отчёта

1. Постройте на одном чертеже графики экспериментальных зависимостей теплоты, переданной одноатомному газу, от температуры для изохорического и изобарического процессов (табл. 2).
2. Постройте на одном чертеже графики экспериментальных зависимостей теплоты, переданной двухатомному газу, от температуры для изохорического и изобарического процессов (табл.3).
3. Постройте на одном чертеже графики экспериментальных зависимостей теплоты, переданной трёхатомному газу, от температуры для изохорического и изобарического процессов (табл.4).
4. По графикам определите экспериментальные значения соответствующих теплоёмкостей для каждого газа.

5. Определите число степеней свободы молекул газов, исследуемых в данной модели.
6. Опишите состав молекулы исследуемых газов и движение атомов в них.
7. Поберите газ, структура молекулы которого близка к наблюдаемой.
8. Запишите ответы и проанализируйте ответы и графики.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Опишите модель «идеальный газ»
2. Какова модель частицы в атомарном газе?
3. Какова модель частицы в молекулярном газе?
4. Как движется частица в молекулярном газе?
5. Что такое тепловое движение частицы газа?
6. Что такое тепловое движение газа?
7. Как сталкиваются частицы атомарного идеального газа?
8. Какие законы сохранения выполняются при столкновении частиц атомарного идеального газа?
9. Что такое внутренняя энергия идеального газа?
10. Напишите формулу для внутренней энергии молекулярного идеального газа.
11. Что такое тепловая энергия?
12. Сформулируйте и запишите первый закон термодинамики.
13. Что такое работа газа и работа над газом?
14. Какому уравнению подчиняется состояние идеального газа? Напишите его.
15. Дайте определение теплоёмкости тела, удельной теплоёмкости и молярной теплоёмкости.
16. Напишите формулу теплоёмкости при постоянном объёме.
17. Напишите формулу для теплоёмкости идеального газа при постоянном давлении.
18. Что такое число степеней свободы?
19. Напишите общую формулу для числа степеней свободы.
20. Чему равно число степеней свободы для: одноатомной молекулы, двухатомной молекулы с жёсткой связью?
21. Вычислите число степеней свободы для двухатомной молекулы с упругой связью.
22. Напишите формулу связи отношения теплоёмкостей с числом степеней свободы молекул идеального газа.
23. Дайте определение изопроцесса. Перечислите известные изопроцессы.
24. Напишите уравнение и нарисуйте p - v диаграмму изотермического процесса.
25. Напишите уравнение и нарисуйте p - v диаграмму изобарического процесса.
26. Напишите уравнение и нарисуйте p - v диаграмму изохорического процесса.

2.11 Лабораторная работа № 11 (2 часа).

Тема: «Адиабатический процесс»

2.11.1 Цель работы: Изучение адиабатического процесса в идеальном газе

2.11.2 Задачи работы:

1. Ознакомление с компьютерной моделью адиабатического процесса в идеальном газе.
2. Экспериментальное подтверждение закономерностей адиабатического процесса.

3. Экспериментальное определение показателя адиабаты, количества степеней свободы и структуры молекул газа в данной модели.

2.11.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

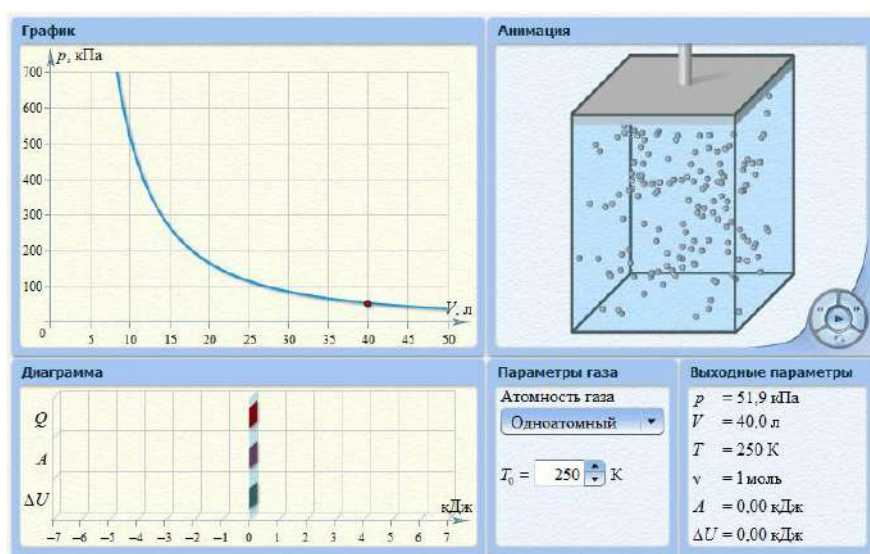
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.101.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Адиабатический процесс».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.
4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели.
5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.

Методика и порядок измерений

1. Внимательно рассмотрите модель, найдите элемент, в котором происходит адиабатический процесс. Ознакомьтесь с графиками в левой части изображения.
2. Зарисуйте необходимое в свой конспект лабораторной работы.



Модель газа, в котором происходит адиабатический процесс

Измерения

1. Нажмите мышью кнопку «Сброс». Нажимая мышью одну из кнопок индикатора температуры T_0 , установите начальную температуру T_{01} газа в соответствии с таблицей 1.
2. Нажмите кнопку «Пуск» на экране и наблюдайте перемещение поршня на левой картинке модели и перемещение точки по теоретической кривой адиабаты. Попробуйте останавливать процесс нажатием кнопки «Пауза». Последующий запуск процесса осуществляется нажатием кнопки «Пуск».
3. После автоматической остановки процесса запустите его снова, нажав кнопку «Назад», а затем «Пуск».
4. Останавливайте процесс, нажимая кнопку «Пауза», когда крестик на теоретической адиабате (красная кривая) будет находиться вблизи следующих значений

объёма 15, 20, 25, 30, 35 и 40 дм³ (6 значений), записывая при остановке значения объёма, температуры и давления в таблицу 2.

5. Нажмите кнопку «Сброс». Установите новое значение температуры T_{02} , взяв его из таблицы 1, задавая $V_{\text{нач}} = 40 \text{ дм}^3$ и повторите измерения, записывая результаты в табл. 3.

Таблица 1 (не переписывать). Начальные значения температуры

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
Число атомов в молекуле	1	2	3	2	1	2	3	1
T_{01}	50	50	50	100	100	150	100	150
T_{02}	200	200	250	300	300	300	300	250

Таблицы 2, 3. Результаты измерений и расчётов $T_0 = \text{_____ К}$.

$T, \text{ К}$						
$V, 10^{-3} \text{ м}^3$						
$p, 10^3 \text{ Па}$						
$\lg V$						
$\lg p$						

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Постройте на одном рисунке графики экспериментальных зависимостей логарифма объёма для обеих адиабат, указав их начальные температуры.
2. Для каждой адиабаты определите по графику экспериментальное значение показателя адиабаты, используя формулу

$$\gamma = \frac{|\Delta(\lg p)|}{|\Delta(\lg V)|}$$

3. Определите число степеней свободы молекулы газа, исследуемого в данной компьютерной модели.
4. Опишите состав молекулы исследуемого газа и движение атомов в ней.
5. Подберите газ, структура молекулы которого близка к наблюдаемой.
6. Запишите ответы и проанализируйте ответы и графики.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое параметры макросистемы?
2. Дайте определение равновесного состояния макросистемы?
3. Какой процесс называется обратимым?
4. Что такое цикл?
5. Что такое уравнение состояния?
6. Для какого физического газа можно применить модель идеального газа?

7. Какому уравнению подчиняется состояние идеального газа. Напишите его.
8. Дайте определение теплоёмкости идеального газа.
9. Дайте определение теплоёмкости тела.
10. Напишите формулу для теплоёмкости идеального газа при постоянном давлении.
11. Напишите формулу для теплоёмкости идеального газа при постоянном объёме.
12. Что такое число степеней свободы?
13. Чему равно число степеней свободы одноатомной молекулы?
14. Вычислите число степеней свободы для двухатомной молекулы с жёсткой связью.
15. Вычислите число степеней свободы для двухатомной молекулы с упругой связью.
16. Что такое показатель адиабаты?
17. Напишите формулу связи показателя адиабаты с числом степеней свободы молекулы идеального газа.
18. Дайте определение адиабатического процесса.
19. Напишите уравнение адиабатического процесса.
20. Дайте определение изопроцесса. Перечислите известные изопроцессы.
21. Напишите уравнение и нарисуйте PV- диаграмму изотермического процесса.
22. Напишите уравнение и нарисуйте PV- диаграмму изобарического процесса.
23. Напишите уравнение и нарисуйте PV- диаграмму изохорического процесса.

2.12 Лабораторная работа № 12 (2 часа).

Тема: «Цикл Карно»

2.12.1 Цель работы:

1. Знакомство с компьютерной моделью, иллюстрирующей цикл Карно в идеальном газе.
2. Экспериментальная проверка теоремы Карно.

2.12.2 Задачи работы:

1. Знакомство с компьютерной моделью, иллюстрирующей цикл Карно в идеальном газе.
2. Экспериментальное определение работы, совершенной газом за цикл.
3. Экспериментальная проверка теоремы Карно.

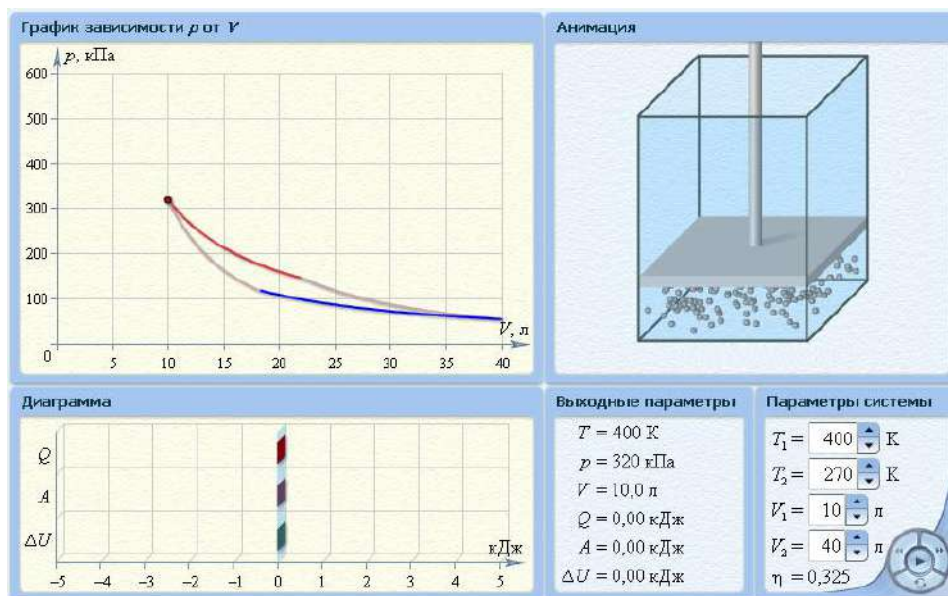
2.12.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.12.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Цикл Карно».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.

4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели.
5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.



Цикл Карно

Измерения

1. Установите нажатием кнопки мыши в окне «Параметры системы» температуры T_1 и T_2 , указанные в таблице 1 для вашей бригады, а объёмы сосуда $V_1 = 10$ л и $V_2 = 40$ л.
2. Нажмите мышью центральную кнопку «Старт» и наблюдайте перемещение точки по замкнутой кривой цикла Карно. Остановите процесс повторным нажатием этой кнопки вблизи точки 1, обозначенной на рис. 2, то есть в месте перехода изотермического расширения в адиабатическое.
3. Запишите в таблицу 2 значение V_2 , которое в момент остановки процесса в точке 1 будет обозначено в окне «Выходные данные».
4. Аналогичные измерения проведите для точек 2, 3, 4 и запишите значения объёмов газа в соответствующие столбцы таблицы 2.
5. Установите вторые значения температуры нагревателя и холодильника, указанные в таблице 1, и проделайте согласно пунктам 2 – 4 ещё раз. Результаты опытов занесите в таблицу 3.
6. Каждый опыт повторите не менее трёх раз.

Таблица 1. Значения температуры нагревателя T_1 и холодильника T_2 .

Номер бригады	1	2	3	4	5	6	7	8
T_1	400 490	401 491	402 492	403 493	404 494	405 495	406 496	407 497
T_2	270 340	271 341	272 342	273 343	274 344	275 345	276 346	277 347

Таблица 2. Значения температуры нагревателя T_1 и холодильника T_2 . (верхние цифры в строках T_1 и T_2 в табл. 1). Результаты измерений (количество измерений и строк = 3).

$T_1 = \text{---}, T_2 = \text{---}$									
Номер измерения	V_1 , дм ³	V_2 , дм ³	V_3 , дм ³	V_4 , дм ³	Q_1 , кДж	Q_2 , кДж	A , кДж	ΔA , кДж	η , %
1									
2									
3									

Таблица 3. Значения температуры нагревателя T_1 и холодильника T_2 . (нижние цифры в строках T_1 и T_2 в табл. 1). Результаты измерений (количество измерений и строк = 3).

$T_1 = \text{---}, T_2 = \text{---}$									
Номер измерения	V_1 , дм ³	V_2 , дм ³	V_3 , дм ³	V_4 , дм ³	Q_1 , кДж	Q_2 , кДж	A , кДж	ΔA , кДж	η , %
1									
2									
3									

Обработка результатов измерений и оформление отчёта

1. Для любой произвольной точки цикла запишите значения давления, объёма и температуры, указанные в прямоугольнике окна опыта.

2. С помощью уравнения состояния идеального газа определите число молей газа, находящихся в цилиндре под поршнем.

$$pV = \frac{m}{\mu}RT$$

3. Используя уравнения 1, 3, 5, рассчитайте Q_1 , Q_2 , A и запишите эти значения в таблицу 2.

4. Рассчитайте к.п.д. цикла Карно и сравните его со значением, приведенным в окне опыта.

5. Вычислите среднее значение работы цикла Карно и абсолютную погрешность измерения A .

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Из каких основных элементов состоит тепловой двигатель?
2. Зачем в тепловом двигателе нужен холодильник?
3. Что является холодильником в двигателе внутреннего сгорания?
4. Чем отличаются обратимые и необратимые процессы? Почему все реальные процессы необратимые?

5. Сформулируйте понятие энтропии (определение, размерность и математические выражения изменения энтропии для различных изопроцессов идеальных газов).

6. В каком направлении может изменяться энтропия замкнутой системы? Незамкнутой системы?

7. В чём заключается теорема Карно?

8. Выведите формулу к.п.д. цикла Карно.

9. Изобразите в системе координат $T - S$ изотермический и адиабатический процессы и цикл Карно в целом.

10. Докажите, что к.п.д. теплового двигателя, работающего по произвольному обратимому циклу, всегда меньше, чем к.п.д. цикла Карно, работающего между максимальной и минимальной температурой этого цикла.

2.13 Лабораторная работа № 13 (2 часа).

Тема: «Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса»

2.13.1 Цель работы: Знакомство с поведением вещества, находящегося в газообразном состоянии и переходящего в жидкое состояние.

2.13.2 Задачи работы:

1. Знакомство с компьютерной моделью вещества, находящегося в газообразном состоянии и переходящего в жидкое состояние.
2. Экспериментальное подтверждение закономерностей поведения реального газа.

2.13.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

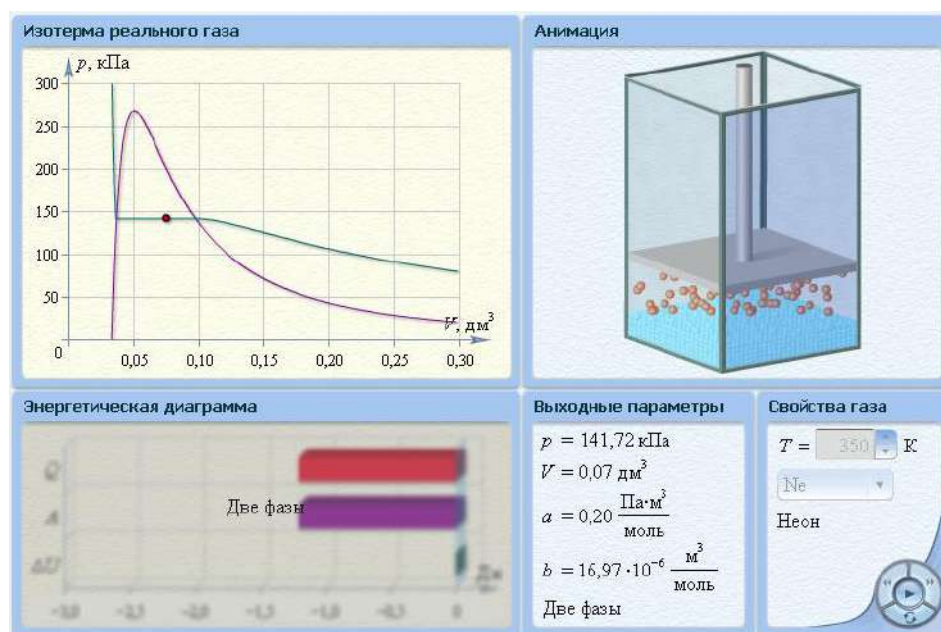
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – 000 «Физикон», 2014.

2.13.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса»
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения.

Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.

4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели. Поработайте с моделью, изменяя температуру.



Модель процессов в газе Ван-дер-Ваальса

5. Перейдите в раздел «Методика и порядок измерений» и ознакомьтесь с работой модели и порядком проведения измерений.

Измерения

Эксперимент 1. Определение критических параметров

1. Подведите маркер мыши кнопке на регуляторе температуры и нажмите левую кнопку. Удерживайте кнопку в нажатом состоянии пока не появится критическая изотерма (с точкой перегиба, в которой касательная горизонтальна).

2. Запишите в свой конспект значения критических параметров $T_{кр}$, $V_{кр}$, $P_{кр}$.

Эксперимент 2. Исследование изотерм газа Ван-дер-Ваальса.

1. Установите начальное значение температуры. Нажмите мышью кнопку «Пуск» и наблюдайте перемещение поршня на левой картинке модели и перемещение точки по красной кривой теоретической адиабаты. Процесс останавливается нажатием кнопки «Пауза», а последующий запуск нажатием кнопки «Пуск».

2. После остановки процесса, запустите его снова и остановите, когда крестик на теоретической изотерме (синяя кривая) будет находиться вблизи указанных в таблице 2 значений объёма, записывая при остановке значения в табл. 2.

3. Установите новое значение температуры T из таблицы 1, повторите измерения, записывая результаты в табл. 3, 4, 5.

Таблица 1 (не перерисовывать). Примерные значения температуры.

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
газ	H ₂ S	NO ₂	Ne	Cl ₂	NO ₂	SO ₂	NH ₃	Ne
T_1	450	460	470	480	455	465	475	485
T_2	500	510	520	530	505	515	525	535
T_3	550	560	570	580	555	565	575	585
T_4	600	610	620	630	605	615	625	635

Таблицы 2, 3, 4, 5. Результаты измерений при значении температуры $T = \underline{\hspace{2cm}}$ К

$V, \text{ дм}^3$	0,3	0,25	0,2	0,15	0,125	0,1
$p, \text{ кПа}$						
$1/V, \text{ дм}^{-3}$						

Обработка результатов и оформление отчёта

1. По измеренным значениям критических параметров вычислите константу

$$A = \frac{P_{кр} \cdot V_{кр}}{R T_{кр}}$$

2. Постройте на одном рисунке графики экспериментальных зависимостей давления P от обратного объёма $1/V$ для начальных точек всех изотермических процессов (указав на них температуры).

3. Для каждой изотермы определите среднее значение количества вещества, используя выражение

$$\nu = \frac{1}{RT} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta\left(\frac{1}{V}\right)}$$

4. Вычислите среднее значение ν и величину константы A' по формуле $A' = 0,375\nu$. Запишите ответ для A' и проанализируйте ответы и графики. В выводах по ответу сравните A' , полученное по изотермам, с A , полученным через критические параметры.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое физический газ?
2. Перечислите все известные агрегатные состояния вещества.
3. Что такое идеальный газ?
4. При каких условиях физический газ можно считать идеальным газом?
5. Что такое уравнение состояния?
6. Как выглядит уравнение состояния идеального газа?
7. Что такое газ Ван-дер-Ваальса?
8. Напишите уравнение состояния газа Ван-дер-Ваальса.
9. Что такое константы Ван-дер Ваальса?
10. Что определяет первая константа Ван-дер-Ваальса?
11. Что определяет вторая константа Ван-дер-Ваальса?
12. Что такое изотерма?
13. Что такое критическая изотерма?
14. Опишите особенности поведения газа при температуре выше критической.
15. Опишите особенности поведения газа при температуре ниже критической.
16. На каких участках изотермы Ван-дер-Ваальса примерно совпадают с изотермами реального газа?
17. На каком участке изотерма Ван-дер-Ваальса описывает газообразное состояние вещества?
18. На каком участке изотерма Ван-дер-Ваальса описывает жидкое состояние вещества?
19. На каком участке изотерма Ван-дер-Ваальса описывает состояние перегретой жидкости?
20. На каком участке изотерма Ван-дер-Ваальса описывает состояние переохлаждённого пара?

2.14 Лабораторная работа № 14 (2 часа).

Тема: «Электрическое поле точечных зарядов»

2.14.1 Цель работы: Знакомство с электрическим полем, создаваемым точечными источниками и его моделированием.

2.14.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное подтверждение закономерностей для электрического поля точечного заряда и электрического диполя.
2. Экспериментальное определение величины электрической постоянной.

2.14.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

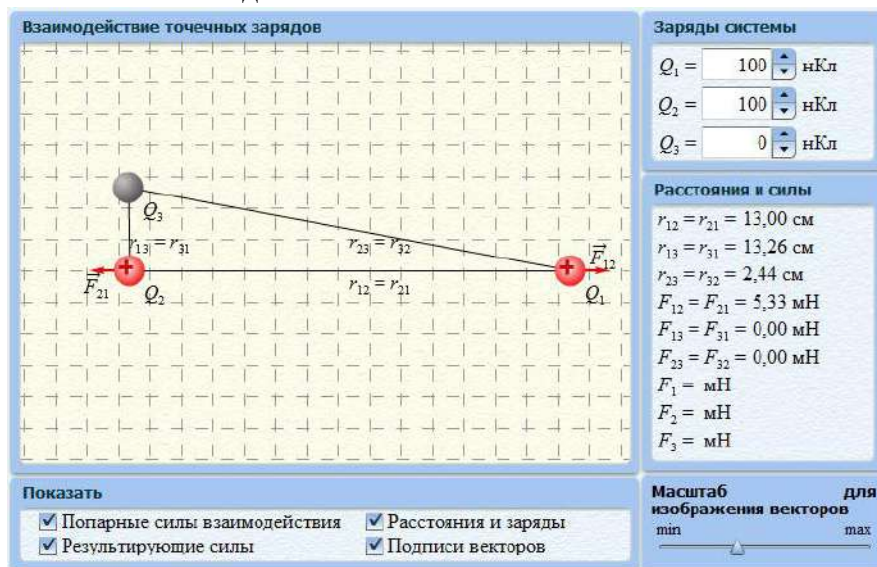
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.14.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Электрическое поле точечных зарядов».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения.

Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.

4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели.



Модель взаимодействия двух точечных зарядов

Приготовьте таблицы 2, 3, используя образцы.

Таблица 1 (не перерисовывать). Значения величины заряда Q_1

Бригады	1	2	3	4	5	6	7	8
Q_1 (нКл)	70	90	70	80	-70	-80	80	100
Q_1^* (нКл)	100	80	90	100	-90	-100	-100	-70

Таблица 2. Результаты измерений и расчётов для точечного заряда $Q = \underline{\hspace{2cm}}$ нКл,

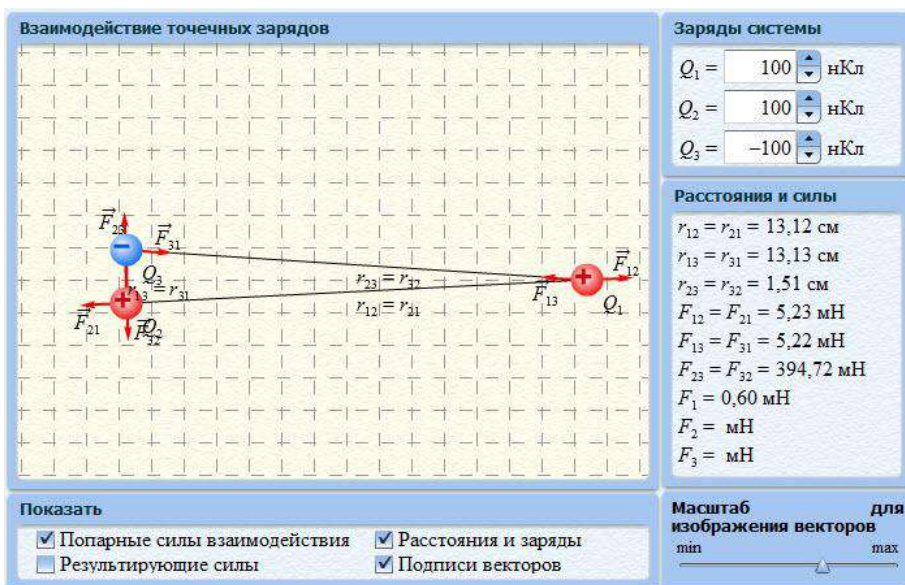
$Q_1^* = \underline{\hspace{2cm}}$ нКл

r (м)	0,15	0,13	...	0,03
$\lg r$				
$F_{21}, 10^{-3} \text{ Н}$				
$F_{21}^*, 10^{-3} \text{ Н}$				
$E_1, 10^4 \text{ В/м}$				
$E_1^*, 10^4 \text{ В/м}$				
$\lg E_1$				
$\lg E_1^*$				

Таблица 3. Результаты измерений и расчётов для диполя

$p_1 = \underline{\hspace{1cm}}, p_1^* = \underline{\hspace{1cm}} (\times 10^{-11}) \text{ Кл} \cdot \text{м}$

r (м)	0,15	0,13	...	0,03
$\lg r$				
$F_{21}, 10^{-3} \text{ Н}$				
$F_{21}^*, 10^{-3} \text{ Н}$				
$E, 10^4 \text{ В/м}$				
$E^*, 10^4 \text{ В/м}$				
$\lg E$				
$\lg E^*$				



Расположение зарядов при исследовании поля диполя

Измерения

Эксперимент 1. Исследование поля точечного заряда

1. Зацепив мышью, перемещайте заряд Q_1 и зафиксируйте его вблизи левой границы экспериментального поля.
2. Установите величину заряда Q_1 , указанную в таблице 2 для вашей бригады.
3. Заряд Q_3 поместите под первым, а его величину установите равной 0. Заряд Q_2 установите равным 100 нКл.
4. Перемещайте заряд Q_2 вправо, устанавливая расстояния r_{12} , указанные в таблице 2.
5. Измеренные в данных точках значения F_{21} и вычисленные значения напряжённости $E_1 = \frac{F_{21}}{Q_2}$ занесите в соответствующую строку таблицы 2.
6. Повторите измерения для другого значения заряда Q_1^* из таблицы 1, записывая в таблицу 2 значения F_{21}^*, E_1^* .

Эксперимент 2. Исследование поля диполя

1. Щёлкая мышью, установите и зафиксируйте значение заряда Q_3 , равное (и противоположное по знаку) заряду Q_1^* (указано в таблице 1).
2. Переместите заряд Q_3 так, чтобы электрический момент $\vec{p} = \vec{Q}_1 \cdot \vec{r}_{31}$ диполя был вертикальным, а плечо диполя $L = r_{31}$ было равно 1 см.
3. Перемещайте мышью заряд Q_2 по линии, перпендикулярной оси диполя (горизонтально, при этом $r_{12} = r_{23} = r$).
4. На расстояниях r от оси диполя, указанных в таблице 3, измерьте F_{21} , вычислите $E = \frac{F_{21}}{Q_2} \cdot \frac{L}{r_{12}}$ и занесите в таблицу 3.
5. Повторите измерения для другого значения заряда Q_1^* (и Q_3^*) из таблицы 1, записывая в табл.3 значения F_2^* и E^* .

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите и запишите в таблицы 2 и 3 значения всех характеристик.
2. Постройте на одном листе графики (для каждого Q_1) зависимости логарифма напряжённости электрического поля точечного заряда (2 графика) и диполя (два графика) от логарифма расстояния.
3. По точке пересечения b_1 каждого графика с вертикальной осью определите электрическую постоянную для поля точечного заряда формулу

$$\varepsilon_o = \frac{|Q_1|}{4\pi} \cdot 10^{-b_{12}}$$

и для поля диполя формулу

$$\varepsilon_o = \frac{L \cdot |Q_1|}{4\pi} \cdot 10^{-b_2}$$

Запишите ответы и проанализируйте ответы и график.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое электрическое поле?
2. Назовите источники электрического поля?

3. Перечислите основные свойства заряда.
4. Поясните свойство инвариантности заряда.
5. Поясните свойство дискретности заряда.
6. Сформулируйте закон сохранения заряда.
7. Какие силы действуют между электрическими зарядами?
8. Дайте определение линии напряжённости. Зачем их рисуют?
9. Запишите формулу закона Кулона.
10. Что такое напряжённость электрического поля?
11. Запишите формулу напряжённости поля точечного заряда.
12. Дайте определение потока электрического поля.
13. Сформулируйте и запишите теорему Гаусса для электрического поля.
14. Что такое электрический диполь?
15. Дайте определение дипольного (электрического) момента.
16. Что такое потенциал электрического поля и для чего он используется?
17. Напишите формулу потенциала поля точечного заряда.
18. Что такое градиент?
19. Как направлен вектор градиента потенциала?
20. Чему равен модуль вектора градиента потенциала?

2.15 Лабораторная работа № 15 (2 часа).

Тема: «Движение заряженной частицы в электрическом поле»

2.15.1 Цель работы: Знакомство с процессом движения заряда в электрическом поле и его моделированием.

2.15.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное исследование закономерностей движения точечного заряда в однородном электрическом поле.
2. Экспериментальное определение величины удельного заряда частицы.

2.15.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.15.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Движение заряда в электрическом поле».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения.

Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.

4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели. Зарисуйте модель эксперимента траекторию движения частицы. Нажав кнопку «Пуск», наблюдайте движение частицы.



Модель движения заряда в однородном электрическом поле

Измерения

1. Нажмите кнопку «сброс». Щёлкая кнопкой мыши по регулятору напряжённости E , установите числовое значение напряжённости в соответствии с таблицей 1 для вашей бригады.
2. Зацепив мышью пластину конденсатора, меняйте его длину и расстояние между пластинами. Установите значение длины конденсатора L в соответствии с таблицей 1. Расстояние между пластинами d должно быть максимальным.
3. Аналогичным способом установите $v_{ox} = 3,0 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, $v_{oy} = 0$, $y_0 = 0,8 \text{ см}$.
4. Нажав «Пуск», наблюдайте движение частицы.
5. После окончания движения проведите измерения параметров частицы. Запишите числовые значения с экрана.
6. Повторите измерения согласно пункту 3 ещё 4 раза, нажимая кнопку «Назад» и каждый раз увеличивая v_{ox} на $0,2 \cdot 10^6 \text{ м/с}$. Результаты записывайте в таблицу 2.

Таблица 1. Начальные значения (не переписывайте).

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
E , кВ/м	1,6	1,4	1,2	1,0	-1,0	-1,2	-1,3	-1,4
L , см	4,5	4,5	5,0	5,0	5,0	5,0	4,5	4,5
y_0 , см	0,8	0,8	0,8	0,8	-0,8	-0,8	-0,8	-0,8

Таблица 2. Результаты измерений ($E = \underline{\hspace{1cm}}$ кВ/м, $L = \underline{\hspace{1cm}}$ см, $y_0 = \underline{\hspace{1cm}}$ см)

Номер измерения	$v_{0x}, 10^6 \text{ м/с}$	$t_{\text{ДВ}}, \text{нс}$	$x, \text{см}$	$y, \text{см}$	$v_y, 10^6 \text{ м/с}$
1					
2					

Обработка результатов измерений и оформление отчёта

1. Постройте на отдельных листах графики экспериментальных зависимостей:
 - горизонтального смещения (x) от времени движения $t_{\text{ДВ}}$;
 - вертикальной составляющей скорости v_y времени движения $t_{\text{ДВ}}$.
2. Для второго графика определите угловой коэффициент и определите значение удельного заряда частицы по формуле

$$\frac{q}{m} = \frac{1}{E} \cdot \frac{\Delta v_y}{\Delta(t_{\text{ДВ}})}$$

3. Запишите ответы.
4. Сформулируйте выводы по ответу и графикам.

Табличное значение удельного заряда электрона $\frac{q}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение электрического заряда.
2. Что такое точечный заряд?
3. Перечислите свойства заряда.
4. Сформулируйте свойство дискретности заряда.
5. Напишите закон Кулона для силы взаимодействия двух неподвижных зарядов.
6. Дайте определение электростатического (электрического) поля.
7. Дайте определение напряжённости электрического поля.
8. Напишите формулу, определяющую напряжённость электрического поля.
9. Напишите формулу напряжённости электрического поля точечного заряда.
10. Сформулируйте принцип суперпозиции для электрического поля.
11. Дайте определение потенциала.
12. Напишите формулу для потенциала электрического поля точечного заряда.
13. Какое поле называют однородным?
14. Что такое конденсатор?
15. Напишите формулу ёмкости плоского конденсатора.
16. Какому закону подчиняется движение точечного заряда внутри плоского конденсатора?
17. Какую форму имеет траектория движения электрона между пластинами плоского конденсатора?
18. Как будет двигаться заряд, если его начальная скорость вертикальна, а пластины конденсатора расположены горизонтально?

2.16 Лабораторная работа № 16 (2 часа).

Тема: «Электроизмерительные приборы»

2.16.1 Цель работы: Изучение устройства и принципа действия электроизмерительных приборов

2.16.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться с элементарными правилами техники безопасности.
2. Изучение устройства и принципа действия наиболее распространённых электроизмерительных приборов.
3. Ознакомиться с правилами измерения некоторых электрических величин и оценки погрешности их измерения.

2.16.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

2.16.4 Описание (ход) работы:

1. Изучить элементарные правила техники безопасности.
2. Изучение устройства и принципа действия наиболее распространённых электроизмерительных приборов.
3. Ознакомиться с правилами измерения некоторых электрических величин и оценки погрешности их измерения.
4. Определить назначение и основные характеристики электроизмерительного прибора по его внешнему виду и символам на его панели.

1. Элементарные сведения по технике безопасности

Анализ травматизма при эксплуатации электрических установок показывает, что большинство несчастных случаев происходит вследствие нарушения правил по технике безопасности. Правила по технике безопасности (ПТБ) при эксплуатации электроустановок делятся на ПТБ до 1000 В и выше. В наших лабораториях подводится напряжение до 1000 В.

Установлено, что результат поражения электрическим током зависит от величины тока, его частоты, времени воздействия, индивидуальных свойств организма, а также от пути тока. Сила тока через тело человека при прочих равных условиях в значительной степени определяется величиной электрического сопротивления тела.

Величина сопротивления человеческого тела зависит от состояния наружного кожного покрова, от степени увлажнения кожи, от физиологического состояния организма и т.д. Эта величина может меняться в широких пределах от 1000 Ом до 100 кОм, а иногда, в особенно неблагоприятных условиях, оно снижается до 400-500 Ом. Расчетным принято считать сопротивление 1000 Ом.

Действие электрического тока на человеке может быть: тепловым (ожог), механическим (разрыв тканей, резкие сокращения мышц), химическим (электролиз тканевых и межтканевых жидкостей, крови).

(См. приложение 5). Кроме того, проходя через человеческий организм, он может нарушать физиологические процессы и т.д.

Наиболее опасны постоянные токи и токи переменной частоты от 40 до 60 Гц величиной 0,1 А и выше. Во избежание поражения электрическим током следует соблюдать следующие правила по технике безопасности:

1. Все электрические схемы монтировать с помощью соединительных проводов. Провода должны быть изолированными.
2. Переплетение даже изолированных проводов не допускать.

3. Цепь вести от источника тока, но подключать источник тока в последнюю очередь. При разборке схемы прежде всего отключить источник тока.
4. Все реостаты, включенные в цепь, должны быть установлены на максимум сопротивления.
5. Потенциометры устанавливать на нуль подаваемого в контур напряжения.
6. Замыкать цепь без проверки схемы преподавателем или лаборантом категорически запрещается.
7. Ток замыкать только на время отсчетов.
8. Не производить переключение схем, находящихся под напряжением.
9. Не прикасаться к изолированным частям схемы.
10. Не оставлять без наблюдения схему, находящуюся под напряжением.
11. После выполнения лабораторной работы отключить схему от напряжения, если есть конденсаторы, то их разрядить.

1.34 II. Устройство и принцип действия наиболее распространённых электроизмерительных приборов (основные сведения кратко законспектировать)

Все электроизмерительные приборы классифицируются по следующим основным признакам:

1. Показывающие приборы. Благодаря наличию в этих приборах шкалы (предварительно градуированной с эталоном) и указателя они дают возможность непосредственно отсчитать значение измеряемой величины.
2. Регистрирующие и самопишущие приборы. Такие приборы позволяют непрерывно или через определенные интервалы последовательно записывать значения измеряемой величины. Запись производится на миллиметровую бумагу, фотопленку.
3. Интегрирующие приборы. Они позволяют получать суммарное значение измеряемой величины (например, счетчики электрической энергии).
4. Интегрирующие приборы служат для сравнения измеряемой величины с образцом (мосты и потенциометры).

В свою очередь, показывающие приборы можно разделять:

- а) по роду измеряемой величины: амперметры, вольтметры, омметры, счетчики, частотомеры, фазометры и т.д.
- б) по принципу действия: магнитоэлектрические, электромагнитные, электродинамические, индукционные, тепловые, электростатические, электронные, вибрационные и т.д. (См. приложение 2).
- в) по степени точности: 0,1, 0,2, 0,5, 1,0, 1,5, 2,5, 4,0 классов. Приборы класса точности 0,1, 0,2, 0,5 применяются для точных измерений и называются прецизионными (класс точности прибора – относительная приведенная погрешность в процентах).

Электроизмерительные приборы состоят из подвижной и неподвижной частей. При измерениях вращающий момент подвижной части уравновешивается противодействующим моментом пружины какого-либо другого устройства. При равновесии указатель прибора фиксирует определенный угол поворота. Величина, численно равная отношению угла поворота подвижной части прибора к приращению измеряемой величины, называется чувствительностью прибора.

Если, например, приращение угла $\Delta\varphi$ вызвано приращением тока ΔI ,

то чувствительность: $S = \Delta\varphi / \Delta I$. Величина, обратная чувствительности: $C = 1/S$ называется ценой деления прибора. C определяет значение электрической величины, вызывающей отклонение подвижной части прибора на одно деление.

Например, имеем вольтметр, который может измерять напряжение от 0 до 250 В. Шкала этого прибора разделена на 50 мелких делений. Чувствительность прибора:

$$S = \frac{\Delta\varphi}{\Delta U} = \frac{50 \text{ дел.}}{250 \text{ В}} = 0,2 \text{ дел. / В}$$

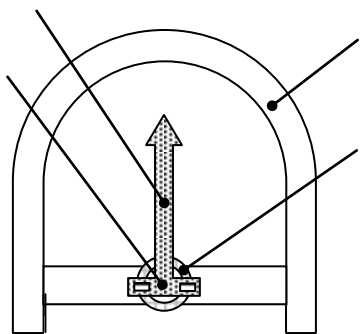
Цена деления прибора:

$$C = \frac{250 \text{ В}}{50 \text{ дел.}} = 5 \text{ В / дел.}$$

Итак: для нахождения цены деления прибора нужно верхний предел (максимальное значение) измеряемой величины разделить на число делений шкалы прибора (если прибор многопредельный, цена деления для каждого предела будет своя).

Приборы магнитоэлектрической системы.

Неподвижная часть прибора такой системы представляет собой постоянный магнит (1) (рис.1), между полюсами которого создается сильное, равномерное, радиально направленное магнитное поле.



Подвижная часть прибора состоит (2) из прямоугольной рамки, на которой расположена обмотка из медной изолированной проволоки. Рамка прикреплена к корпусу спиральными пружинами (3), создающими противодействующий момент.

В результате взаимодействия магнитного поля магнита и рамки с током возникает вращающий момент, под действием которого подвижная часть прибора, а также с ним стрелка (4), поворачивается около оси. Угол поворота подвижной части прибора пропорционален величине тока, идущего в катушке: $\alpha = kI$, k – коэффициент пропорциональности, зависящий от конструкции прибора. Достоинствами приборов магнитоэлектрической системы являются: высокая точность, высокая чувствительность, равномерность (линейность) шкалы, малая зависимость показаний прибора от воздействия внешних магнитных полей, быстрое самоуспокоение подвижной части прибора. Приборы магнитоэлектрической системы применяются в качестве амперметров и вольтметров постоянного тока. Миллиамперметры магнитоэлектрической системы могут измерять токи до 10^{-6} А.

К недостаткам приборов магнитоэлектрической системы можно отнести: измерение только постоянных токов, недостаточная перегрузочная способность их.

Приборы электромагнитной системы.

Принцип действия приборов электромагнитной системы основан на взаимодействии магнитного поля тока, протекающего по обмотке неподвижной катушки (рис.2), с подвижным железным сердечником 2, помещенным в это магнитное поле. При увеличении тока возрастает индукция магнитного поля в катушке и увеличивается намагничивание железного сердечника. Теоретически установлено, что между углом

поворота железного сердечника, при его втягивании внутрь катушки, и величиной тока в катушке существует квадратичная зависимость: $\alpha = kI^2$ (вследствие этого шкала приборов электромагнитной системы неравномерная, квадратичная). Приборы электромагнитной системы применяются для измерения величины тока и напряжения в цепях переменного и постоянного тока. Приборы электромагнитной системы менее точны, однако они измеряют и постоянные, и переменные токи, просты и надежны в эксплуатации.

Приборы электродинамической системы.

Принцип действия прибора электродинамической системы основан на магнитном взаимодействии потоков, проходящих по обмоткам двух катушек - подвижной 1 и неподвижной 2 (рис.3). Обмотки катушек соединены между собой в зависимости от назначения прибора, параллельно или последовательно. В вольтметрах они соединены последовательно, в амперметрах – параллельно.

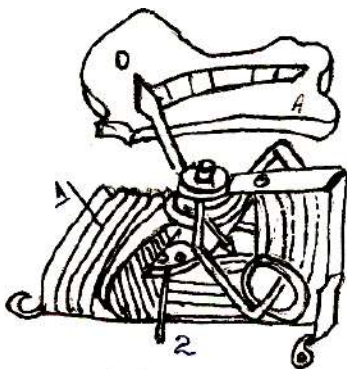


Рис.2



Рис.3

Приборы электродинамической системы применяются для измерения в цепях переменного и постоянного токов. Эти приборы точны, однако их показания зависят от наличия внешних магнитных полей, шкала у них неравномерная и достаточно велика потребляемая мощность.

Приборы других систем:

Тепловая система – принцип действия основан на изменении длины проводника при прохождении по нему тока. Эти приборы могут измерять и постоянные, и переменные токи.

Амперметры, вольтметры, гальванометры.

Амперметрами называются приборы, служащие для измерения величины тока. При измерениях амперметры включают в цепь последовательно, поэтому приборы должны иметь малое сопротивление, чтобы включение их не изменяло заметно величину тока в цепи.

Вольтметрами называют приборы, служащие для измерения напряжения в цепи. При измерениях вольтметр включается параллельно тому участку цепи, на концах которого хотят измерить падение напряжения. Сопротивление вольтметра должно быть велико по сравнению с сопротивлением участка цепи, на котором измеряют падение напряжения.

Гальванометрами называют приборы, весьма чувствительные, служащие для измерения малых токов (до 10^{-7} - 10^{-9} А), малых напряжений.

Для расширения пределов измерения амперметров и вольтметров применяются шунты и добавочные сопротивления.

Шунтом называют сопротивление ($R_{\text{ш}}$), включаемое в цепь параллельно амперметру (рис.4). При этом в цепь амперметра ответвляется только часть измеряемого тока I_A . Другая часть тока $I_{\text{ш}}$ будет идти через шунт, при этом $I = I_A + I_{\text{ш}}$.

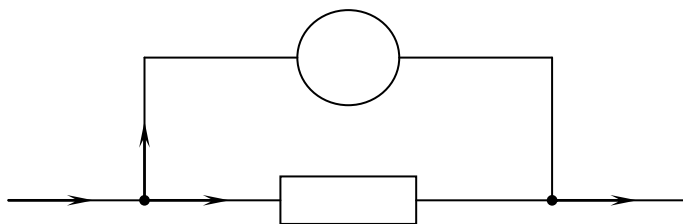


Рис. 4

В зависимости от соотношения сопротивления $R_{\text{ш}}$ и R_A , идущий по амперметру ток можно изменить в желаемое число раз. Например, если необходимо измерить амперметром ток в n раз больший максимально возможного для данного прибора, то нужно включить сопротивление в $(n - 1)$ раз меньшее $R_{\text{ш}} = R_A / (n-1)$, где $n = I / I_A$, I - величина тока в цепи, I_A - ток, идущий через амперметр (R_A - сопротивление амперметра).

Добавочное сопротивление применяется для расширения пределов измерения вольтметра и включается последовательно с ним (рис.5).

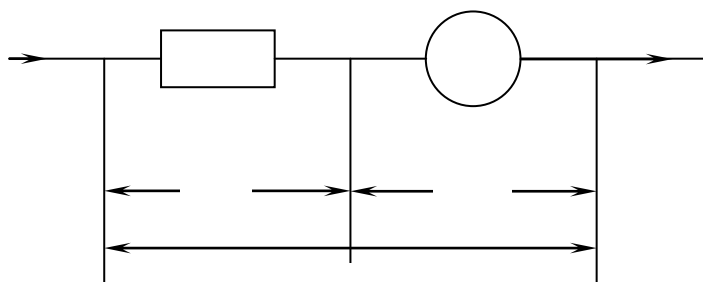


Рис.5

При подключении прибора V в цепь, напряжение распределится на добавочное сопротивление R_q , и на вольтметр U_v , так что $U_0 = U_q + U_v$. В зависимости от соотношения сопротивления вольтметра R_v и добавочного сопротивления R_q напряжение, подаваемое на вольтметр, будет уменьшено. Если, например, необходимо измерить вольтметром в n раз большее напряжение, то необходимо включить последовательно с вольтметром добавочное сопротивление $R_q = R_v (n - 1)$, то есть в $(n - 1)$ раз большее, чем сопротивление вольтметра (где $n = U_0 / U_v$).

III. Элементы электрической цепи (реостаты, потенциометры и магазины сопротивлений)

Для изменения силы тока в цепи применяются реостаты, чаще всего реостаты со скользящим контактом. При включении реостата согласно схеме на рис.6 он представляет собой переменное сопротивление. При включении реостата так, как показано на рис. 7, он работает как потенциометр (делитель напряжения). Перемещая ползунок между клеммами К и Д, можно изменить напряжение, подаваемое на лампу, от 0 до U_{max} .

Магазин сопротивлений представляет собой коробку (ящик) из изолирующего материала, на панели которой расположены декадные переключатели.

Внутри находится набор эталонных сопротивлений, представляющих собой катушки сопротивлений. Каждая катушка состоит из хорошо изолированной проволоки, изготовленной обычно из манганина или константана. Сопротивление каждой катушки вполне определенное и мало изменяется под действием внешних факторов (в частности, при изменении температуры)

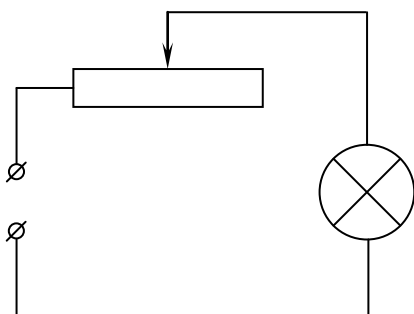


Рис.6

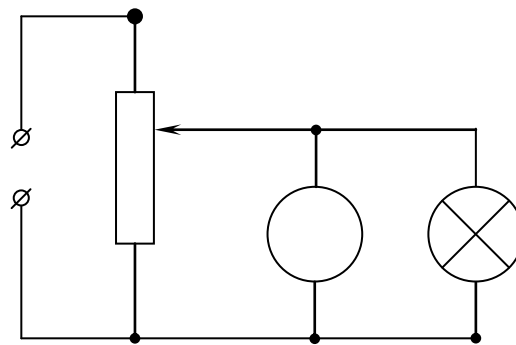


рис.7

IV. Оценка погрешностей измерения электрических величин (основные определения кратко законспектировать в лабораторной тетради)

Абсолютная погрешность - под абсолютной погрешностью измерения понимается разность между истинным значением измеряемой величины и значением, полученным при данном измерении. При электрических измерениях абсолютная погрешность равна разности показания прибора и действительного значения измеряемой величины

$$\Delta A = A_{\text{пок. пр.}} - A_{\text{дейст. знач.}}$$

Величина, обратная по знаку абсолютной погрешности, называется поправкой прибора $K = -\Delta A$.

Относительная погрешность. Под ней понимается отношение абсолютной погрешности к действительному значению измеряемой величины.

$$\beta = \frac{\Delta A}{A_{\text{дейст. знач.}}}$$

Для оценки точности показаний прибора вводится приведенная погрешность.

Приведенная погрешность равна отношению максимальной абсолютной погрешности к максимальному значению измеряемой данным прибором величины:

$$\beta = \frac{\Delta A_{\text{max}}}{A_{\text{max}}} \cdot 100\%$$

Максимальная приведенная погрешность в процентах называется классом точности прибора. Эта величина является важнейшей характеристикой прибора и ее значение нанесено на лицевой панели прибора (0,1, 0,2, 0,5, 1,0, 1,5, 2,5, 4,0). Используя значение класса точности прибора, можно оценить абсолютную погрешность (поправку) измерения. Например: Класс точности вольтметра 0,5, максимальное значение измеряемой величины (предел измерения) $U_{\text{max}} = 250 \text{ В}$, тогда:

$$\Delta U_{\text{max}} = \beta \frac{U}{100} = \frac{0,5 \cdot 250 \text{ В}}{100} = 1,25 \text{ В}$$

V. Элементарные правила сборки электрических цепей

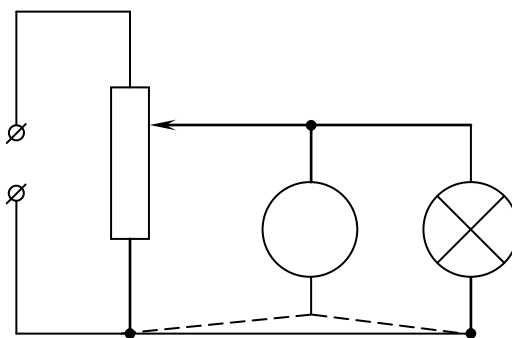
1. Электрические цепи собираются в соответствии с составленной принципиальной схемой (без наличия схемы собирать электрические цепи запрещается).

2. На электрической принципиальной схеме должны быть изображены все электрические элементы, необходимые для изучения и измерения заданных процессов и их контроля, все электрические связи между ними, а также элементы (разъемы, зажимы), которыми заканчиваются входные и выходные цепи (условные обозначения на схемах приведены в приложении 3).

3. При сборке разветвленной части цепи вначале собирают цепь из последовательно соединенных источников электрической энергии, измерительных приборов, устройств управления и коммутации, а затем к элементам этой (основной) цепи присоединяют другие элементы, подключаемые параллельно. В последнюю очередь включают обмотки вольтметров и параллельно обмотки ваттметров.

4. Когда на схеме имеются узлы, в которых соединено три и более проводников (рис.8), при сборке цепи под одним зажимом необходимо располагать не более 2-х проводников. В противном случае соединения получаются непрочными.

Рис.8



В этих случаях можно найти всегда точки с равными потенциалами, например: точки А и Д ($\varphi_A = \varphi_D$).

5. Если в цепи имеются регулирующие устройства (потенциометры, реостаты), то они должны быть установлены в такое положение, при котором ток или напряжение на соответствующих участках цепи будут наименьшими.

6. При наличии коммутирующих устройств последние должны быть выключены.

7. Собранную цепь проверяют и, в первую очередь, убеждаются, что при включении цепи под напряжение не произойдет короткого замыкания или ее режим работы не превысит расчетный режим.

8. Без разрешения преподавателя или лаборанта включение схем категорически запрещается.

VI. Задание. Определить назначение и основные характеристики электроизмерительного прибора по его внешнему виду и символам на его панели. Результаты записать в лабораторную тетрадь.

1. Указать назначение и ручки управления прибора.
2. Определить цену деления для каждого предела.
3. Определить основные характеристики прибора.
4. Оценить абсолютную и относительную погрешности измерения.
5. Результаты измерений показать преподавателю.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называют амперметром? Его обозначение на электрической схеме.
2. Что называют вольтметром. Его обозначение на электрической схеме.
3. Что называют омметром?
4. Принцип действия прибора магнитоэлектрической системы.
5. Принцип действия прибора электромагнитной системы.
6. Что такое предел прибора?
7. Что такое цена деления шкалы прибора?
8. Что такое шунт и его назначение? Как определить сопротивление $R_{ш}$ шунта?
9. Что такое добавочное сопротивление вольтметра? Как определить сопротивление добавочного сопротивления R_6 ?
10. Что называют абсолютной погрешностью измерения?
11. Что называют относительной погрешностью измерения?
12. Что такое класс точности прибора?
13. Какие основные характеристики электроизмерительного прибора можно узнать по символам на его панели?
14. Способы включения амперметра и вольтметра в электрическую цепь при измерении.
15. Определите абсолютную погрешность измерения напряжения, если класс точности вольтметра 0,2, а предел измерения 200 В.

2.17 Лабораторная работа № 17 (2 часа).

Тема: «Закон Ома для неоднородного участка цепи»

2.17.1 Цель работы: Экспериментальное изучение закона Ома для неоднородного участка цепи.

2.17.2 Задачи работы:

1. Знакомство с компьютерным моделированием цепей постоянного тока.
2. Экспериментальное подтверждение закона Ома для неоднородного участка цепи.

2.17.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.17.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Конструктор цепей постоянного тока».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения.

Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.

4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели.

Методика и порядок измерения

В лабораторной работе изучается модель электрической цепи, содержащей на одном из своих участков источник э.д.с. На этом участке, в зависимости от соотношений между параметрами цепи, разность потенциалов между его крайними точками может менять знак, переходя через 0.

Внимательно рассмотрите окно опыта. Зарисуйте в свой конспект схему опыта. Соберите на экране монитора замкнутую цепь, показанную на рис. 1.

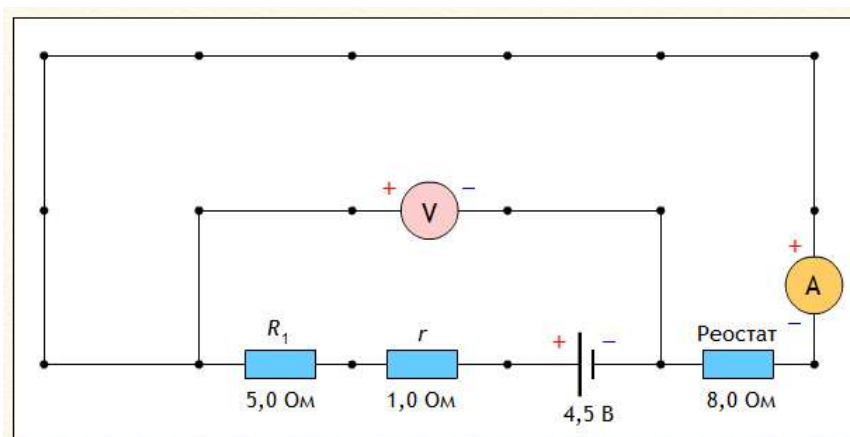


Рис. 1

Разместите справа от источника тока резистор, играющий роль переменного сопротивления, амперметр, слева от нагрузки расположите резистор нагрузки R_1 , резистор r - внутреннее сопротивление источника и вольтметр, измеряющий напряжение на нагрузке. Все элементы соедините с помощью соединительных проводов так, как показано на рисунке 2.

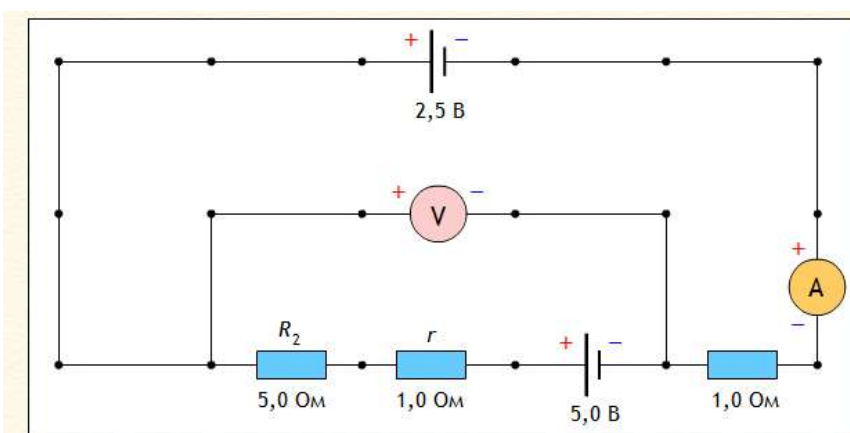


Рис. 2

Установите значения параметров для источника тока и внутреннего сопротивления, указанные в таблице 1 для вашей бригады. Затем щёлкните на цифре, расположенной под элементом схемы, и на появившемся регуляторе установите необходимое числовое значение конкретного элемента схемы, которые указаны в таблице 1.

Установите сопротивление реостата $R = 1$ Ом. Измерьте значения тока и разности потенциалов (щёлкнув мышью по кнопке «Рассчитать») и запишите их в таблицу 2.

Увеличивая сопротивление реостата R каждый раз на 1 Ом, повторите измерения силы тока и разности потенциалов согласно пункту 8 и заполните таблицу 2.

Включите в схему второй источник питания, как показано на рис.2, и установите значения R_2 и $\mathcal{E}_2$, соответствующие номеру вашей бригады.

Проведите для второй схемы все измерения согласно пунктам 8, 9.

Таблица 1. Значения э.д.с. ($\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$), внутреннего сопротивления источника r , R_1 и R_2

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
$\mathcal{E}_1$, В	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0
$\mathcal{E}_2$, В	-2,5	-3,5	-4,0	-3,5	-3,0	-4,5	-5,0	-5,5
r , Ом	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4
R_1 , Ом	8,0	7,5	7,0	6,5	8,5	9,0	9,5	10,0
R_2 , Ом	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5

Таблица 2. Результаты измерений

Номер измерения	$\mathcal{E}_1 = \text{---}, R_1 = \text{---}, r = \text{---}$			$\mathcal{E}_2 = \text{---}, \mathcal{E}_2 = \text{---}, r = \text{---}$		
	R , Ом	U , В	I , А	R , Ом	U , В	I , А
1						
2						
...						
10						

Обработка результатов измерений и оформление отчёта

1. На одном графике постройте зависимость показаний вольтметра (ось ординат) от силы тока для первой и второй схем (ось абсцисс).
2. Экстраполируя оба графика до пересечения с осью ординат, определите экспериментально определённое значение э.д.с. источника тока, включённого в неоднородный участок цепи, и сравните его с установочным значением.
3. По тангенсу наклона прямой к оси токов определите полное сопротивление участка для двух схем и сравните его значение с установочным.
4. Для первой схемы определите внутреннее сопротивление источника тока, а для второй – сопротивление R_2 . Сравните полученные значения с установочными.
5. Рассчитайте погрешности измерений и запишите окончательный результат.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Выведите закон Ома в дифференциальной форме.
2. Что называется удельным сопротивлением? От чего оно зависит?
3. Сформулируйте правила Кирхгофа для разветвлённых цепей.
4. Выведите формулы сопротивлений батарей последовательно и параллельно соединённых резисторов.
5. Сформулируйте закон Ома для полной цепи.
6. Объясните принцип действия экспериментальной установки. В чём разница первого и второго варианта схем?

2.18 Лабораторная работа № 18 (2 часа).

Тема: «Цепи постоянного тока»

2.18.1 Цель работы: Изучение законов Ома и Кирхгофа

2.18.2 Задачи работы:

1. Знакомство с цепями постоянного тока и их компьютерными моделями.
2. Экспериментальное подтверждение законов Ома и Кирхгофа.

2.18.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

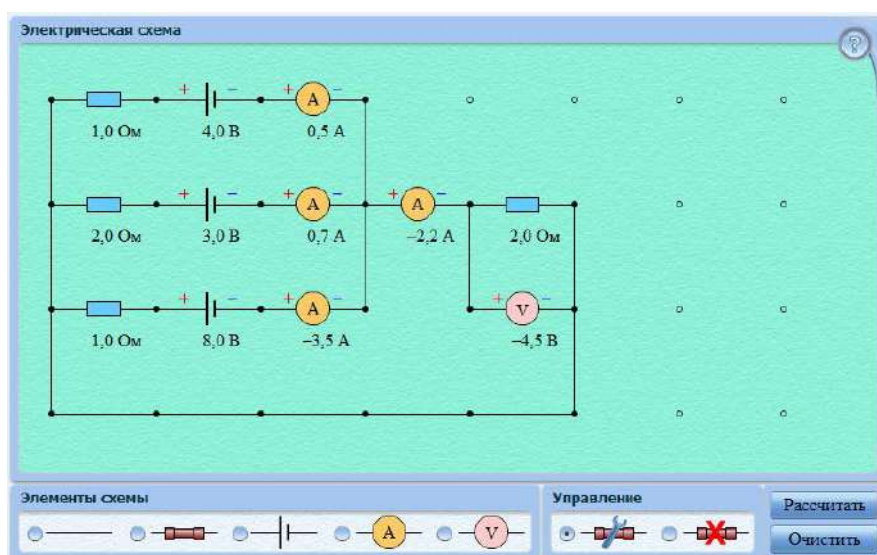
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.18.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Конструктор цепей постоянного тока».
3. Прочитайте и законспектируйте краткие теоретические сведения.

Методика и порядок измерения

1. В данной лабораторной работе исследуется модель простейшей разветвлённой электрической цепи, состоящей из трёх источников э.д.с., включенных параллельно к одному резистору (нагрузке).



Эквивалентная схема электрической цепи постоянного тока

2. Внимательно рассмотрите рис.1, найдите все основные элементы и зарисуйте их в конспект.
3. Нарисуйте в конспекте эквивалентную схему. С учётом задания для вашей бригады из таблицы 2, укажите величины и знаки э.д.с., величины резисторов, направления токов на каждом участке и направления обходов каждого замкнутого контура. Составьте систему уравнений для нахождения токов в каждом участке.

Измерения

1. Соберите заданную эквивалентную цепь. Для этого сначала щёлкните кнопкой мыши над белой кнопкой около символа э.д.с. в нижней части экрана (появится чёрная точка). Переместите маркер мыши на рабочую часть экрана, где расположены точки. Ориентируйтесь на рисунок схемы в описании к данной работе. Щёлкните левой кнопкой мыши там, где будет расположен первый источник э.д.с.
2. С помощью мыши разместите затем второй и третий источники э.д.с.

3. Разместите далее последовательно с каждым источником резисторы, изображающие внутреннее сопротивление каждого источника (щёлкнув предварительно над кнопкой около изображения резистора в нижней части экрана) и амперметр. Затем расположите резистор нагрузки и последовательно соединённый с ним амперметр. Под нагрузкой расположите вольтметр (прибор «V»), измеряющий напряжение на нагрузке.

4. Подключите соединительные провода.

5. Установите значения параметров для каждого элемента. Для этого щёлкните левой кнопкой мыши по кнопке со стрелкой. Затем щёлкните на данном элементе. Подведите маркер мыши к кнопке появившегося регулятора, нажмите левую кнопку и, удерживая её в нажатом состоянии. Меняйте величину параметра и установите числовое значение, взятому из таблицы 1 для вашей бригады.

6. Измерьте значения всех токов и напряжений на нагрузке (щёлкнув мышью по кнопке «Рассчитать») и запишите их в таблицу 2.

7. Изменяя сопротивление резистора нагрузки R , повторите измерения параметров и заполните таблицу 2.

Таблица 1 (не перерисовывать). Значения э.д.с. и внутреннего сопротивления источников.

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
$E_1, E_2, E_3, \text{В}$	3,7,-2	4,-3,8	3,6,-4	-3,2,8	-6,5,8	5,8,-4	-4,6,7	8,-4,6
$R_1, R_2, R_3, \text{Ом}$	2,1,1	1,3,1	2,1,2	1,1,2	2,1,1	1,2,1	1,1,2	1,3,1

Таблица 2. Результаты измерений.

$R, \text{Ом}$	$I_1, \text{А}$	$I_2, \text{А}$	$I_3, \text{А}$	$I, \text{А}$	$U, \text{В}$
1					
2					
3					
4					
5					
6					

Таблица 3. Результаты расчёта.

$R, \text{ Ом}$	$I_1, \text{ А}$	$I_2, \text{ А}$	$I_3, \text{ А}$	$I, \text{ А}$
1				
2				
3				
4				
5				
6				

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Запишите для вашей цепи решение системы уравнений для всех токов в общем виде.
2. Рассчитайте значения всех токов для каждого сопротивления нагрузки и запишите в таблицу 3.
3. Постройте график экспериментальной зависимости падения напряжения на нагрузке U от силы тока I через неё.
4. Сформулируйте выводы по графику.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое электрический ток?
2. Дайте определение величины (силы) тока.
3. Дайте определение разности потенциалов (напряжения).
4. Что такое резистор?
5. Какое соединение элементов называется последовательным?
6. Какое соединение элементов называется параллельным?
7. Напишите формулу для сопротивления последовательно соединённых резисторов.
8. Напишите формулу для сопротивления параллельно соединённых резисторов.
9. Напишите закон Ома для участка цепи.
10. Какой участок цепи называется неоднородным?
11. Запишите закон Ома для неоднородного участка цепи.
12. Какими характеристиками описывается источник э.д.с.?
13. В каком месте находится внутреннее сопротивление источника тока?
14. Как измерить э.д.с. источника тока?
15. Что такое короткое замыкание?
16. Чему равен ток короткого замыкания?
17. Сформулируйте первый закон Кирхгофа.
18. Какое свойство заряда отражает первый закон Кирхгофа?
19. Запишите формулу для первого закона Кирхгофа.
20. Запишите формулу для второго закона Кирхгофа.
21. Что такое узел электрической цепи?
22. Что такое полная электрическая цепь?

2.19 Лабораторная работа № 19 (2 часа).

Тема: «Переходные процессы в цепях постоянного тока с конденсатором»

2.19.1 Цель работы: Изучение переходных процессов в цепях постоянного тока с конденсатором.

2.19.2 Задачи работы:

1. Знакомство с компьютерным моделированием переходных процессов в цепях постоянного тока.
2. Экспериментальное определение ёмкости конденсатора.

2.19.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – 000 «Физикон», 2014.

2.19.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Переходные процессы в цепях постоянного тока с конденсатором»

3. Выберите модель «Конденсаторы в цепях постоянного тока».
4. Прочитайте и законспектируйте краткие теоретические сведения.

Методика и порядок измерения

1. Внимательно рассмотрите окно опыта и найдите все регуляторы и другие основные элементы модели.
2. Соберите на рабочей части экрана замкнутую электрическую цепь, показанную на рис.1, и зарисуйте её.

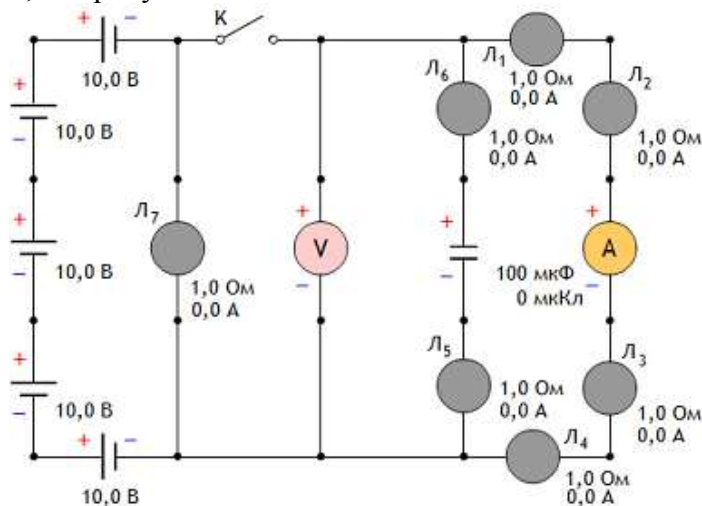


Рис. 1

3. Для этого сначала щёлкните левой кнопкой мыши по голубой кнопке, слева от значка источника тока.
4. Переместите маркер мыши на рабочую часть экрана, где расположены точки. Щёлкая левой кнопкой в указанных на схеме местах экрана, разместите пять источников тока, семь лампочек, конденсатор, вольтметр и амперметр.
4. Все элементы схемы соедините аналогичным образом между собой соединительными проводами так, как показано на рисунке 1.

5. Установите значения параметров для источника тока (суммарная величина э.д.с. пяти источников тока должна соответствовать значению, указанному в таблице 1 для вашей бригады), сопротивления лампы, ёмкости конденсатора.
6. Для этого щёлкните левой кнопкой по голубой кнопке значка «резистор с перекрещенным гаечным ключом», расположенной в окне «Управление».
7. Затем щёлкните на цифре, расположенной под элементом схемы и на появившемся регуляторе установите числовые значения элементов схемы, которые указаны в таблице 1 для вашей бригады.
8. Щёлкните мышью на разрезной кнопке «Старт». Должна засветиться лампа Л₇, значок на кнопке изменится на «Стоп».
9. Курсором мыши замкните ключ К.
10. После установления в цепи стационарного тока (должны погаснуть лампы Л₅ и Л₆ и засветиться лампы Л₁ – Л₄) запишите показания электроизмерительных приборов в таблицу 2.
11. Нажмите на кнопку «Стоп» и курсором мыши разомкните ключ К.
12. Двумя короткими щелчками мыши на кнопке «Старт» запустите и остановите процесс разряда конденсатора. Показания амперметра будут соответствовать начальному току разрядки конденсатора I_0 . Запишите это значение в таблицу 2.
13. Нажатием мышью на верхний левый сегмент разрезной кнопки верните схему в исходное состояние и повторите этот опыт ещё 4 раза.
14. Для каждого опыта рассчитайте $I_\tau = I_0 / 2,7$ – силу тока, которая должны быть в цепи при разряде конденсатора через время релаксации τ и запишите эти значения в таблицу 2.
15. При разомкнутом ключе нажатием кнопки «Старт» запустите процесс разряда конденсатора и одновременно включите секундомер.
16. Внимательно наблюдайте за изменением показаний амперметра в процессе разряда конденсатора. Остановите секундомер и одновременно нажмите кнопку «Стоп» при показании амперметра, равном или близким к I_τ . Запишите это значение времени τ_1 в таблицу 2.
17. Прodelайте опыты, указанные в пунктах 14-15, ещё 4 раза.

Таблица 1

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
ЭДС пяти источников тока, В	50	49	48	47	46	45	44	43
Сопротивление лампы, Ом	4	3	2	1	2	3	4	5
Ёмкость конденсатора, мкФ	100	200	300	400	400	300	200	100

Таблица 2. Результаты измерений и расчётов.

Номер опыта	1	2	3	4	5	Среднее значение
$I_0, \text{ A}$						
$U, \text{ B}$						
$I_{\tau}, \text{ A}$						
$\tau, \text{ c}$						
$C, \text{ Ф}$						

Обработка результатов и оформление отчёта

1. По формуле $C = \frac{\tau}{6R}$ (при разряде конденсатора квазистационарный ток

протекает по 6 последовательно соединённым лампам) определите ёмкость конденсатора и запишите эти значения в таблицу 2.

2. Сравните рассчитанное значение ёмкости конденсатора с установочным.

3. Рассчитайте погрешности измерений и сформулируйте выводы по результатам проделанной работы.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что представляет собой конденсатор и от чего зависит его ёмкость?

2. Выведите формулы ёмкости плоского, цилиндрического и сферического конденсаторов.

3. Как изменяется разность потенциалов между обкладками конденсатора при его заряде и разряде?

4. Какой ток называется квазистационарным?

Выведите формулы электроёмкости батареи последовательно и параллельно соединённых конденсаторов.

6. Что такое время релаксации?

7. Объясните принцип работы экспериментальной установки.

2.20 Лабораторная работа № 20 (2 часа).

Тема: «Измерение зависимости сопротивления лампы накаливания от тока накала»

2.20.1 Цель работы: Изучить температурную зависимость сопротивления металлов

2.20.2 Задачи работы:

1. Измерить зависимость силы тока, текущего через лампу накаливания от величины приложенного напряжения.

2. Построить графики экспериментальных зависимостей силы тока лампы накаливания от приложенного напряжения и сопротивления лампы от силы тока.

2.20.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Электрические лампочки.
2. Потенциометр (реостат).
3. Амперметр (цифровой мультиметр).
4. Вольтметр (цифровой мультиметр).
5. Соединительные провода.

2.20.4 Описание (ход) работы:

Теоретическое введение.

При прохождении тока по цепи в последней выделяется некоторое количество тепла, что влечет за собой изменение температуры, а следовательно омического сопротивления цепи. В зависимости от материала данного проводника, с увеличением температуры, омическое сопротивление может или возрасть (когда температурный коэффициент положителен) или уменьшаться (когда отрицателен).

Зависимость сопротивления от температуры характеризуется температурным коэффициентом сопротивления:

$$\alpha = \frac{R_t - R_0}{R_0 t}$$

где α - температурный коэффициент сопротивления,
 R_t - сопротивление проводника при температуре t ,
 t - температура проводника,
 R_0 - сопротивление проводника при 0°C .

Температурный коэффициент сопротивления α показывает какую долю (часть) составляет изменение сопротивления данного проводника $\Delta R = R_t - R_0$ от его начального значения R_0 при изменении температуры проводника на 1°C .

Температурный коэффициент сопротивления α при различных температурах различен. Однако для многих проводников, к которым относятся и металлы, изменения α с температурой незначительно. В этом случае изменение сопротивления с температурой описывается линейным законом:

$$R_t = R_0 (1 + \alpha t) \quad (1)$$

Сопротивление нити лампы можно определить из закона Ома для участка цепи:

$$I = \frac{U}{R}, \text{ значит } R = \frac{U}{I} \quad (2)$$

где I - сила тока, текущего через лампу накаливания, U - напряжение на лампе.

1. Изучите краткое теоретическое введение и запишите необходимые сведения в лабораторную тетрадь. Подготовьте таблицы 1,2 для записи результатов измерений.

2. Соберите измерительную схему, показанную на рисунке 1, включив в неё лампу накаливания с вольфрамовой нитью накала.

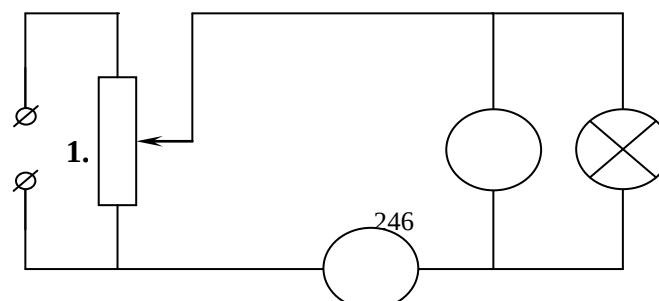


Рис.1

3. Поставить ползунок (подвижной контакт) потенциометра в положение 1, чтобы при включении схемы ток через лампу накаливания был бы минимальным.
4. После проверки схемы преподавателем подключить ее к источнику напряжения.
5. Постепенно увеличивая ток в лампе накаливания, снять показания вольтметра и амперметра для 6 – 8 значений напряжения.
6. По формуле (2) определить сопротивление нити накала лампы.
7. Результаты измерения занести в таблицу 1.

Таблица 1, 2

№ п/п	Напряжение на лампе (В)	Ток через лампу (А)	Сопротивлен ие лампы (Ом)
1			
2			
3			
4			
5			
6			
7			
8			

8. Построить графики зависимости тока от напряжения и сопротивления нити накаливания от тока $I = f(U)$ и $R = f(I)$
9. Отключить схему от источника напряжения.
10. Заменить исследуемую лампу на другую.
11. Прodelать измерения согласно пунктам 3 – 9 со второй лампой накаливания.
12. Сделать выводы. Объяснить полученные экспериментальные графики.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое электрическое сопротивление?
2. Напишите формулу закона Ома для участка цепи и объясните её.
3. Напишите формулу температурной зависимости сопротивления металлических проводников.

4. Почему у металлических проводников сопротивление с повышением температуры увеличивается?

5. Что называется термическим коэффициентом сопротивления? Какой знак он имеет для металлов?

6. Нарисуйте измерительную схему и покажите на ней измерительные приборы и другие элементы схемы.

7. Объясните назначение потенциометра и его принцип действия.

8. Как объяснить наблюдаемую зависимость сопротивления от силы тока?

9. Как объяснить наблюдаемую зависимость силы тока от напряжения?

10. Что такое сверхпроводимость?

2.21 Лабораторная работа № 21 (2 часа).

Тема: «Измерение температурной характеристики терморезистора»

2.21.1 Цель работы: Ознакомиться со свойствами полупроводниковых терморезисторов.

2.21.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться со свойствами полупроводниковых терморезисторов;

2. Измерение (снятие) температурной характеристики терморезистора

2.21.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. терморезистор,

2. цифровой мультиметр,

3. термометр технический,

4. электрическая плитка лабораторная,

5. стакан металлический,

6. штатив с муфтой и лапкой,

7. соединительные провода.

2.21.4 Описание (ход) работы:

Задание 1. Изучить теоретическое введение и записать основные необходимые сведения о свойствах полупроводников и полупроводниковых терморезисторов.

Полупроводники и их свойства. Полупроводниками называют вещества, способные значительно изменять свои свойства под влиянием различных внешних воздействий (температуры, освещения, электрического и магнитного полей, вводя в небольшом количестве чужеродные примеси и т.д.). Можно отметить некоторые важные свойства полупроводников:

1. Полупроводниковые материалы при комнатной температуре имеют удельное электрическое сопротивление $\rho = 10^{-3} - 10^{12} \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

2. Механизм электропроводности полупроводников качественно отличается от механизма электропроводности проводников (металлов и электролитов). Это проявляется не только в обычно большом удельном сопротивлении полупроводника, но и в иной зависимости его сопротивления от температуры.

Сопротивление чистого, однородного полупроводника с ростом температуры очень сильно (экспоненциально) уменьшается, тогда как у металлов наоборот – с ростом температуры сопротивление несколько увеличивается.

При температуре, близкой к абсолютному нулю, удельное сопротивление металлов достигает малых значений, а их проводимость значительна или даже переходит в сверхпроводимость. Удельное сопротивление полупроводников при низких температурах очень велико и приближается к удельному сопротивлению диэлектриков.

3. Электрические свойства полупроводников очень чувствительны к присутствию в нём чужеродных (примесных) элементов. Например, вводя в полупроводник ничтожно малые количества примесных атомов определённого вида (это называется легированием) его электропроводность можно изменить до $10^6 - 10^7$ раз.

4. При освещении полупроводника светом определённого спектрального состава происходит сильное изменение (уменьшение) его электрического сопротивления. Это явление называется внутренним фотоэффектом или фотопроводимостью и нашло широкое применение.

5. Также сильно изменяется удельное сопротивление полупроводников при внесении их в постоянное магнитное поле, под влиянием внешнего электрического поля, при облучении ускоренными ионизированными частицами.

Полупроводниковыми свойствами обладает множество веществ как с кристаллической, так и с аморфной (некристаллической) структурой. Кристаллическими полупроводниками являются некоторые химические элементы (кремний, германий, селен, теллур и др.), химические соединения (арсенид галлия, антимонид индия, сульфид кадмия и др.), некоторые оксиды и ряд других веществ сложного состава.

Механизм электропроводности полупроводников. Величина плотности тока j , возникающего в проводнике под действием внешнего электрического поля, зависит от концентрации свободных зарядов (электронов) n и определяется выражением

$$j = env$$

(1)

где n - концентрация свободных носителей заряда (электронов), v - средняя скорость направленного движения (или дрейфовая скорость), приобретаемая носителями заряда в электрическом поле, e - величина заряда электрона.

В чистом и однородном полупроводнике при отсутствии внешних воздействий и невысокой температуре количество свободных электронов мало, поэтому при обычных условиях проводимость полупроводников низкая. Это обусловлено тем, что значительная часть внешних, валентных электронов атомов полупроводника связаны со своими и соседними атомами, образуя прочные химические связи (силы), которыми атомы полупроводника сцеплены друг с другом. Пока существует такая связь, эти электроны не могут участвовать в переносе заряда. **Лишь осуществляя достаточно энергичное внешнее воздействие на полупроводник (например, нагревая или освещая его светом), можно освободить часть валентных электронов, участвующих в образовании химических связей между атомами, и тем самым образовать дополнительное количество свободных электронов Δn , которые увеличат электропроводность полупроводника (см. формулу 1) и могут существенно изменить его другие свойства.**

Ковалентная связь, образованная парой электронов между каждой парой соседних атомов германия, показана на рисунке 1. Ковалентная связь прочная и разрушить её непросто. **Энергия, необходимая для удаления (вырывания) одного электрона ковалентной связи, является энергетической характеристикой (параметром) полупроводника и называется шириной запрещённой зоны E_g .** Этот параметр разный у разных полупроводников и намного превышает энергию теплового движения атомов при комнатной и более низких температурах. У германия она составляет $E_g = 0,67$ эВ, у кремния - $E_g = 1,12$ эВ, тогда как средняя энергия теплового движения при температуре 300 К намного меньше $kT = 0,026$ эВ. Такой тепловой энергии разумеется недостаточно, чтобы разрушить ковалентную связь и освободить электрон, и потому концентрация

свободных электронов в полупроводниках на много порядков меньше, чем в металлах, и при обычных условиях электропроводность полупроводников низкая.

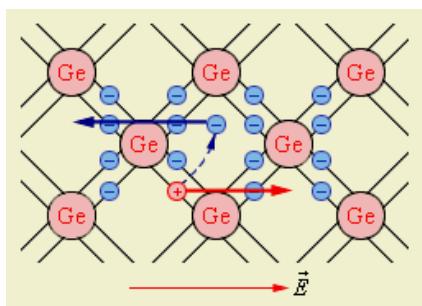


Рис.1 - Ковалентные связи в кристалле Ge

и образование электронно-дырочной пары.

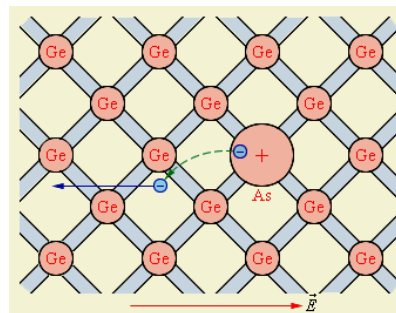


Рис.2 – Атом мышьяка в решетке германия.

Полупроводник n-типа.

При повышении температуры часть валентных электронов приобретает тепловую энергию, достаточную для разрыва ковалентной связи, то есть для отрыва от пары атомов германия. Оторвавшийся электрон способен свободно перемещаться по кристаллу и он становится свободным носителем заряда (рис.1). В результате образования свободных электронов полупроводник (германий) приобретает свойство электропроводности.

Разорванную ковалентную связь называют дыркой. Недостаток электрона в одной из связей означает, что атом (или пара атомов) имеет положительный заряд, численно равный заряду электрона e . Разорванная ковалентная связь может быть заполнена валентным электроном одного из соседних атомов германия. На месте этого электрона вновь образуется разорванная связь - дырка. Такой процесс может повторяться, а это означает, что дырка способна перемещаться по кристаллу, то есть тоже является свободным носителем заряда, имеющим в отличие от электрона положительный заряд. Следует отметить, что дырка не является реальной материальной частицей, в отличие от электрона проводимости. **Дырка – это вакантное электронное состояние в нарушенной ковалентной связи полупроводника.**

Таким образом, разрыв одной ковалентной связи приводит к появлению пары свободных носителей заряда — электрона и дырки, так называемой **электронно-дырочной пары**. Образование свободных носителей заряда (электронов и дырок) под действием тепловой энергии называют термической генерацией (**термогенерацией**) носителей. С ростом температуры концентрация электронно-дырочных пар в полупроводнике увеличивается и, следовательно, увеличивается его электропроводность.

При данной температуре полупроводника за счёт тепловой энергии в единицу времени образуется определенное количество электронно-дырочных пар. В то же время идет и обратный процесс – при встрече свободного электрона с дыркой, восстанавливается электронная связь между атомами германия, а электронно-дырочная пара исчезает. **Этот процесс называется рекомбинацией.**

В отсутствие электрического поля свободные электроны и дырки участвуют в хаотическом тепловом движении. Но если полупроводник помещается в электрическое поле, то возникает упорядоченное движение свободных зарядов (ток). В нём участвуют не только свободные электроны, но и дырки, которые ведут себя как положительно заряженные частицы. Поэтому ток I в полупроводнике складывается из электронного I_n и дырочного I_p токов $I = I_n + I_p$. При этом концентрация электронов проводимости n в полупроводнике равна концентрации дырок (p) $n = p$. Электронно-дырочная проводимость проявляется только у чистых и однородных полупроводников.

Общую электропроводность полупроводников, обусловленную генерацией, перемещением и рекомбинацией пар электрон-дырка, называют собственной электропроводностью или проводимостью, а сам полупроводник называется собственным полупроводником. Собственная проводимость обычно невелика.

Значительно лучшей проводимостью обладают примесные полупроводники, причём характер проводимости зависит от вида примесного вещества.

Примесная проводимость полупроводников. При наличии примесей проводимость полупроводников сильно изменяется. Например, добавка фосфора в кристалл кремния в количестве 0,001 атомного процента уменьшает удельное сопротивление более чем на пять порядков. **Необходимым условием уменьшения сопротивления полупроводника при введении примесей является отличие валентности атомов примеси от валентности основных атомов полупроводника.**

Проводимость полупроводников, обусловленную присутствием примесей, называется **примесной проводимостью**. Различают два типа примесной проводимости – электронную и дырочную. **Электронная проводимость** возникает тогда, когда в кристалл германия или кремния с четырехвалентными атомами введены (в очень небольшом количестве) пятивалентные чужеродные атомы (например, атомы мышьяка As или фосфора P).

На рис. 2 показан пятивалентный атом мышьяка As, находящийся в узле кристаллической решетки германия вместо атома германия Ge. Четыре валентных электрона атома мышьяка участвуют в образовании ковалентных связей с четырьмя соседними атомами германия. Пятый валентный электрон атома мышьяка оказался лишним, он легко отрывается от атома и становится свободным. Атом же мышьяка As, потерявший электрон, превращается в положительный ион, расположенный в узле кристаллической решетки. Он не может перемещаться. **Примесные атомы с валентностью, превышающей валентность основных атомов полупроводника и потому легко отдающие электроны, называются донорной примесью.** В результате ее введения в кристалле появляется значительное число свободных электронов, что приводит к резкому уменьшению удельного сопротивления полупроводника.

В германии с примесью мышьяка есть также электроны и дырки, ответственные за собственную проводимость полупроводника, которые образованы за счет тепловой энергии. Но основным типом носителей свободного заряда являются электроны, оторвавшиеся от атомов мышьяка. В таком кристалле концентрация свободных электронов намного больше концентрации дырок $n \gg p$. **Поэтому такая проводимость называется электронной, а полупроводник, обладающий электронной проводимостью, называется электронным или полупроводником n-типа (от латинского слова *negative*, отрицательный).**

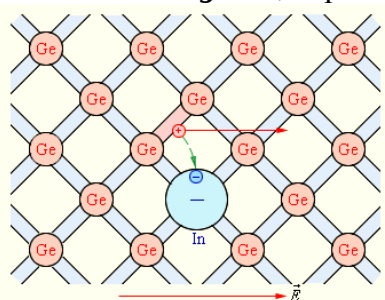


Рис.3 - Атом индия в решетке германия. Рис.4 – Внешний вид терморезисторов

Дырочная примесная проводимость возникает тогда, когда в кристалл германия или кремния введены трехвалентные примесные атомы (например, атомы индия In или

бора В). На рис. 3 показан атом индия In, который образовал с помощью своих трех валентных электронов ковалентные связи лишь с тремя соседними атомами германия. На образование связи с четвертым (ближним соседом) атомом германия у атома индия нет электрона. Однако, этот недостающий электрон может быть легко захвачен атомом индия из ковалентной связи соседних атомов германия. В этом случае атом индия превращается в отрицательный ион, расположенный в узле решетки, а в ковалентной связи соседних атомов образуется вакансия, то есть дырка. **Примесные атомы с валентностью, меньшей валентности основных атомов полупроводника, способные захватывать электроны, называются акцепторной примесью.** В результате введения акцепторной примеси в кристалле разрывается множество ковалентных связей и образуются вакантные электронные места (дырки).

Наличие акцепторной примеси резко снижает удельное сопротивление полупроводника за счет появления большого числа свободных дырок. Концентрация дырок в полупроводнике с акцепторной примесью значительно превышает концентрацию собственных электронов и дырок, которые возникли вследствие теплового разрушения ковалентных связей основных атомов полупроводника $p \gg n$. **Проводимость, обусловленную высоким содержанием дырок, называется дырочной, а сам примесный полупроводник с дырочной проводимостью называется полупроводником р-типа** (*пэ – типа, от лат. слова positive, положительный*) **или дырочным.** Основными носителями заряда в полупроводниках р-типа являются дырки.

Изменяя каким-либо способом (воздействием) концентрацию электронов и дырок в полупроводнике, а также их подвижность, можно заметно изменить электрические свойства полупроводника.

Способность полупроводников изменять свои свойства под внешним воздействием используется в полупроводниковых параметрических приборах. Одним из основных механизмов, который используется в таких приборах, является процесс генерации пар электрон-дырка под воздействием внешних факторов. Наиболее яркими представителями таких приборов являются терморезисторы и фоторезисторы, широко применяемые в электронной автоматике.

2. Полупроводниковые терморезисторы или термисторы (старое название – термосопротивления) - полупроводниковые приборы, принцип действия которых основан на свойстве полупроводников значительно изменять свое электрическое сопротивление (электропроводность) при изменении температуры.

Терморезисторы представляют собой объёмные или плёночные полупроводниковые резисторы, электрическое сопротивление которых изменяется при изменении температуры.

Характер изменения сопротивления полупроводника при изменении его температуры определяется влиянием температуры на физические процессы, обуславливающие электропроводность полупроводника. Удельная электропроводность полупроводников определяется концентрацией электронов и дырок и их подвижностью в электрическом поле согласно формуле $\gamma = en\mu_e + er\mu_p$. Поэтому очевидно, что температурная зависимость электропроводности γ полупроводников определяется температурным ходом (зависимостью от температуры) концентраций и подвижностей свободных носителей заряда (электронов и дырок).

О первой причине – роль концентрации свободных носителей заряда. В полупроводниках концентрация свободных зарядов определяется природой полупроводника (шириной запрещённой зоны полупроводника). В нагретом состоянии ($T > 0$) часть атомов кристаллической решетки полупроводника ионизируется, образуя в равных количествах свободные электроны и дырки. Поэтому в чистом и однородном полупроводнике, обладающем собственной проводимостью, с ростом его температуры, его сопротивление уменьшается за счёт значительного увеличения концентрации свободных носителей заряда (электронов и дырок). Кроме того, в любом полупроводнике

есть примеси, которые также являются поставщиками электронов или дырок, концентрация которых также зависит от температуры.

О второй причине – роль подвижности. Подвижность свободных носителей заряда в кристаллических твёрдых телах связана с рассеянием носителей заряда на дефектах (отклонениях от идеальности) кристаллической решетки. Под рассеянием понимается изменение скорости и направления движения (отклонение) направленно движущихся в электрическом поле свободных зарядов, которое происходит из-за взаимодействия с электрическим полем структурного дефекта. Механизмы рассеяния бывают разные.

Следует отметить, что изменение электропроводности полупроводника за счёт изменения подвижности, может быть заметно меньше, чем её изменение, вызванное термогенерацией электронно-дырочных пар. Из сказанного ясно, что выбирая или создавая новое полупроводниковое вещество определённого состава и структурного совершенства, можно изготовить терморезисторы с разной реакцией на изменение температуры.

Терморезисторами или термисторами принято называть терморезисторы, у которых сопротивление уменьшается при повышении температуры и наоборот. Терморезисторы, у которых с повышением температуры сопротивление тоже увеличивается, называют **позисторами**.

Количественно изменение сопротивления терморезистора при изменении температуры характеризуют параметром «**температурный коэффициент сопротивления ТКС или ТКР**». Это величина равна относительной доле, которую составляет изменение сопротивления терморезистора ΔR от первоначального значения R (при некоторой начальной температуре) при изменении его температуры на 1 градус. Единица измерения - $1/^\circ\text{C}$ или $1/\text{K}$.

$$TKC = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt} \quad (5)$$

Обычно этот параметр приводят в процентах, умножая на 100 %. Очевидно, что у терморезисторов ТКС есть отрицательная величина, а у позисторов – положительная.

Основой для изготовления многих типов терморезисторов являются поликристаллические полупроводники с электронной проводимостью – окислы так называемых переходных металлов (от титана до цинка). Эти материалы получают в виде порошка, из которого, добавляя связующее вещество, прессуют терморезисторы в виде цилиндрических стержней, трубок, шайб, бусинок, прямоугольных пластинок. Для защиты от воздействия внешней среды их поверхность покрывают специальными эмалями и лаками. Также широко используются для их изготовления кристаллические кремний, германий и карбид кремния и некоторые другие полупроводники. Внешне они похожи на маломощные резисторы и конденсаторы (рис.4). Их обозначение на электрических схемах показано на рис.5.

Различают терморезисторы, реагирующие на внешний нагрев (температуру окружающей среды) и на нагрев током, проходящим через рабочее тело (термочувствительный элемент) терморезистора. Терморезисторы с реакцией на внешний **нагрев** используют для измерения температуры окружающей среды; они служат датчиками температуры. Терморезисторы, реагирующие на нагрев током, применяют для регулирования процессов в электрических цепях.

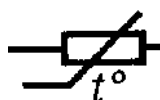


Рис. 5

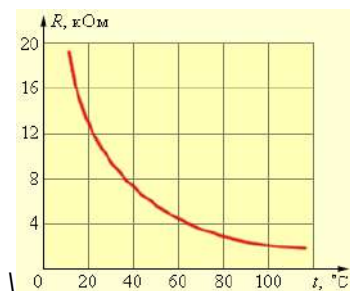


Рис. 6

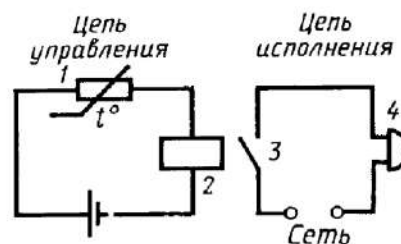


Рис. 7

У наиболее распространённых терморезисторов с отрицательным ТКС с ростом температуры сопротивление уменьшается (рис.6). Это обусловлено увеличением концентрации свободных носителей заряда в рабочем теле. При этом зависимость сопротивления терморезистора от температуры определяется уравнением

$$R_T = Ae^{B/T},$$

(6) где A – коэффициент, зависящий от удельного сопротивления полупроводника и размеров рабочего тела; B – **коэффициент температурной чувствительности**, определяемый свойствами полупроводника; T – термодинамическая температура.

График зависимости, соответствующий уравнению (6), называют **температурной характеристикой терморезистора**. Пример такой характеристики показан на рис.6.

Задание 2. Измерение (снятие) температурной характеристики терморезистора

1. Подготовьте в тетради таблицу для записи результатов измерений и вычислений.

Таблица 1

t, °C	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
R, кОм											

2. Соберите измерительную установку. Панель терморезистора укрепите в лапке штатива, а пробирку с терморезистором погрузите в стакан с холодной водой, установленный на электрической плитке. В пробирку вставьте термометр, а к зажимам терморезистора подключите цифровой мультиметр, подготовленный для измерения сопротивления.

3. Измерьте начальную температуру терморезистора (она равна температуре воды в стакане) и начальное сопротивление терморезистора.

4. Включите электрическую плитку и медленно нагревайте воду до 90° - 100 °C. При температурах 10, 20 , 30°C и так далее измерьте сопротивление терморезистора. Результаты измерений запишите в таблицу 1.

5. По данным таблицы постройте график зависимости сопротивления терморезистора от температуры $R = f(t, ^\circ C)$. По оси абсцисс следует откладывать температуру по шкале Цельсия, а по оси ординат – сопротивление терморезистора в омах.

6. Сделайте вывод по результатам измерений и ответьте на контрольные вопросы.

Приложение

- Основные параметры и характеристики терморезисторов прямого подогрева:
 - температурный коэффициент сопротивления ТКС;

- коэффициент температурной чувствительности B - это коэффициент в показателе экспоненты температурной характеристики терморезистора (в формуле 6). Единица измерения – К (кельвин);

- номинальное сопротивление терморезистора $R_{T \text{ ном}}$ - это сопротивление терморезистора при определённой температуре окружающей среды. Обычно для большинства терморезисторов это 20°C или 25°C;

- диапазон рабочих температур ΔT ;

- максимально допустимая температура – это температура, при которой ещё не происходит необратимых изменений параметров и характеристик терморезисторов;

- максимально допустимая мощность рассеяния $P_{\text{макс}}$ - это мощность при которой терморезистор, находящийся в спокойном воздухе при температуре 20°C, разогревается при прохождении тока до максимально допустимой температуры

- *постоянная времени τ* - промежуток времени, в течение которого температура терморезистора уменьшится в $e = 2,718$ раз от выбранного перепада температур (например, при переносе его из воздушной среды с температурой 120 °C в воздушную среду с температурой 20 °C).

Этот параметр характеризует способность терморезистора быстро принимать температуру окружающей среды, то есть его тепловую инерционность. Для разных типов терморезисторов постоянная времени лежит в пределах от 0,5 до 140 с.

- *температурная зависимость* - зависимость сопротивления терморезистора от температуры;

2. Некоторые характеристики основных типов медно-марганцевых (ММТ) и кобальто-марганцевых терморезисторов приведены в таблице 2.

Таблица 2

Тип терморезистора	Пределы номинального сопротивления, кОм, при 20°C	$\pm \Delta R_{\text{ном}}, \%$	Коэффициент температурной чувствительности, К	Температурный коэффициент сопротивления, %/°C, при 20°C	Диапазон рабочих температур, °C
КМТ-1	22—1000	20	3600—7200	4,2—8,4	—60 ÷ +80
ММТ-1	1—220	20	2060—4300	2,4—5	—60 ÷ +125
КМТ-4а, КМТ-4б	22—1000	20	3600—7200	4,2—8,4	—60 ÷ +125
ССТ-4а, ММТ-4б	1—220	20	2060—4300	2,4—5	—60 ÷ +125
ММТ-6	10—100	20	2060	2,4	—60 ÷ +125
КМТ-8	0,1—10	10; 20	3600—7200	4,2—8,4	—40 ÷ +70
ММТ-8	0,001—1	10; 20	2060—3430	2,4—4	—40 ÷ +70
ММТ-9	0,01—4,7	10; 20	2060—4300	2,4—5	—60 ÷ +125
КМТ-10*	100—330	20	3600	4,2	0 ÷ +125
КМТ-11*	100—3300	20	3600	4,2	0 ÷ +125
КМТ-12	0,1—10	30	3600	4,2	—40 ÷ +120
ММТ-12	0,0047—1,0	30	2060—3430	2,4—4	—60 ÷ +120
ММТ-13а, ММТ-13б	0,01—2,2	20	2060—4300	2,4—5	—60 ± +120
КМТ-14	0,51—7500**	30	4100	2,3—3,9**	—10 ÷ +300

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Полупроводники и их основные свойства.
2. Свободные носители заряда в полупроводниках.
3. Формула электропроводности полупроводников.
4. Собственная проводимость полупроводников.
5. Примесная проводимость полупроводников.
6. Полупроводниковые терморезисторы. Что это такое ? Принцип действия и устройство.

7. Основные параметры и характеристики терморезисторов. Что называется температурной характеристикой терморезистора? Какой вид она имеет?
8. Что такое терморезисторы типов ММТ и КМТ ?
9. Что называется позистором ?
10. Применение терморезисторов.
11. Упрощённая схема температурной сигнализации, использующая терморезистор.

2.22 Лабораторная работа № 22 (2 часа).

Тема: «Измерение вольт-амперной характеристики полупроводникового диода».

2.22.1 Цель работы: Измерение вольт-амперной характеристики полупроводникового диода.

2.22.2 Задачи работы:

1. Измерение зависимости прямого тока диода от величины приложенного к нему напряжения (прямой ветви вольт-амперной характеристики).
2. Измерение зависимости обратного тока диода от величины приложенного к нему напряжения (обратной ветви вольт-амперной характеристики диода).

3. Построить график вольт-амперной характеристики диода.

2.22.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. полупроводниковый диод,
2. источник постоянного напряжения,
3. реостат (потенциометр),
4. вольтметр и миллиамперметр (или цифровые мультиметры),
5. соединительные провода.

2.22.4 Описание (ход) работы:

Задание 1. Изучить теоретическое введение и записать основные сведения о формировании, структуре и свойствах электронно-дырочного перехода.

В электронной технике полупроводниковые приборы играют огромную роль. Во многих полупроводниковых приборах имеется один или несколько электронно-дырочных переходов.

Электронно-дырочным переходом или $p - n$ переходом (пэ-эн переходом) называют границу раздела областей полупроводника с различным типом электрической проводимости. Одна область полупроводника (p – область) имеет дырочную проводимость, другая область (n – область) обладает электронной проводимостью. В полупроводнике n -типа основными носителями заряда являются **электроны**; их концентрация значительно превышает концентрацию дырок ($n \gg p$). В полупроводнике p -типа основными носителями заряда являются дырки ($p \gg n$).

При контакте двух полупроводников p - и n -типов начинается процесс диффузии. Дырки из p -области, где их много, переходят в n -область, где их мало. Электроны, наоборот, из n -области перемещаются в p -область. В результате в n -области вблизи контакта уменьшается концентрация электронов и возникает положительно заряженный слой, состоящий из положительных ионов донорных атомов. В p -области уменьшается концентрация дырок и возникает отрицательно заряженный слой, образованный

отрицательными ионами акцепторной примеси. Таким образом, в области контакта полупроводников образуется двойной электрический слой, электрическое поле которого препятствует процессу диффузии электронов и дырок навстречу друг другу. Этот слой часто называют запирающим или запирающим, его толщина от нескольких десятых долей микрона до микрона. Объемные заряды этого слоя создают между p - и n -областями напряжение U , приблизительно равное $0,35\text{ В}$ для германиевых $p-n$ -переходов и $0,5 - 0,6\text{ В}$ для кремниевых $p-n$ -переходов.

Электронно – дырочный переход обладает свойством односторонней проводимости. Если полупроводник с $p-n$ переходом подключен к источнику тока так, что положительный полюс источника (плюс) соединен с n -областью, а отрицательный полюс (минус) соединен с p -областью, то напряженность электрического поля в запирающем слое возрастает. Переход основных носителей заряда через границу раздела этих областей будет ещё больше затруднён. Ток через $p-n$ -переход практически не идет. Напряжение данной полярности, поданное на $p-n$ -переход, в этом случае называют обратным, как и ток, текущий через него. Незначительный обратный ток обусловлен наличием небольшой концентрации неосновных носителей заряда, свободных электронов в p -области и дырок в n -области. Этот ток (обратный) очень мало и слабо увеличивается при увеличении обратного напряжения. При таком включении внешнего напряжения переход представляет собой большое сопротивление, а ток и приложенное напряжение условно считают отрицательными.

Если $p-n$ – переход соединить с источником так, чтобы «плюс» источника был соединен с p -областью, а « минус» - с n -областью, то напряженность поля в запирающем слое будет уменьшаться, что облегчает переход основных носителей через контактный слой. Дырки из p -области и электроны из n -области, двигаясь навстречу друг другу, будут пересекать $p-n$ – переход, создавая ток в прямом направлении. Сила тока через $p-n$ – переход в этом случае будет возрастать при увеличении напряжения источника.

Зависимость силы тока, текущего через $p-n$ –переход, от величины приложенного к нему напряжения называется вольт – амперной характеристикой и приблизительно описывается выражением

$$I = I_n \cdot [\exp(eU / nkT) - 1]$$

где I - сила тока через, I_n – ток насыщения, U – внешнее напряжение на $p-n$ – переходе, T – температура, k – постоянная Больцмана, n – фактор идеальности $p-n$ – перехода, e – элементарный заряд. График вольт-амперной характеристики кремниевого $p-n$ –перехода показан на рис.1.

В данной работе нужно исследовать зависимость прямого и обратного тока германиевого плоскостного диода Д 7 от величины приложенного к нему напряжения и построить график этой зависимости (вольт-амперной характеристики).

Конструкция сплавного маломощного германиевого диода Д 7 показана на рисунке 2. Основной элемент диода – пластинка монокристаллического германия 5. В одну сторону пластинки вплавлен шарик индия 4. В результате в пластинке, имевшей вначале электронную проводимость, образовалась область германия с дырочной проводимостью и на границе раздела исходного германия n – типа и слоя германия p – типа возник $p-n$ – переход. С другой стороны пластинка припаяна припоем с примесью сурьмы 8 к основанию металлического корпуса 6, защищающего кристалл от внешних воздействий и имеющего внешние выводы 1 и 7. Металлическая трубка 2 вплавлена в стеклянный изолятор 3.

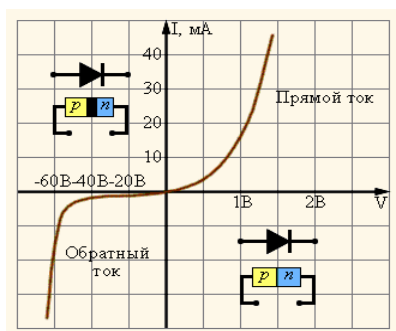


Рис.1. Вольт-амперная характеристика кремниевого р-п перехода

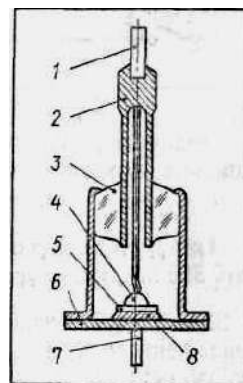


Рис.2. Конструкция сплавного германиевого диода

Задание 2. Измерение зависимости прямого тока диода от величины приложенного к нему напряжения (прямой ветви вольт-амперной характеристики).

1. Подготовьте в тетради таблицы 1 и 2 для записи результатов измерений.

Таблица 1,2

U, V									
I, mA									

2. Соберите электрическую цепь, показанную на рис.3. Диод включите в прямом (пропускном) направлении, обратив внимание на знаки $+$ и $-$, указанные на его панели. Зарисуйте схему электрической цепи в тетради.

Источником тока в работе служит источник постоянного напряжения (ИН), имеющий на выходе регулируемое постоянное напряжение от 0 до 12 В. Напряжение на диод подается с потенциометра R и измеряется вольтметром, включенном на предел 2 или 3 В. Прямой ток измеряется цифровым мультиметром, включенном вначале на предел 20 мА, а затем на предел 200 мА.

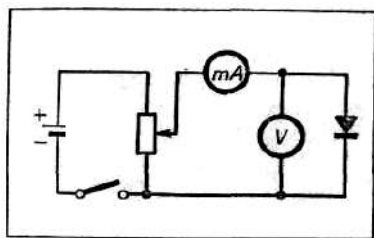


Рис.3

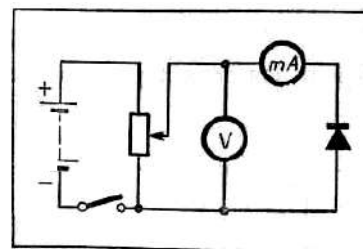


Рис. 4

3. Установите ручкой плавной регулировки источника тока напряжение, подаваемое на потенциометр R , 6 – 12 В. Напряжение на диод поступает с потенциометра R . Его величина зависит от величины выходного напряжения источника тока и положения подвижного контакта потенциометра. Перемещая подвижный контакт потенциометра и при необходимости регулятор напряжения источника тока, увеличивайте прямое напряжение на диоде от нуля до 0,5 – 0,6 В с шагом примерно 0,02 - 0,04 В. Запишите показания обоих приборов, то есть значения силы тока I и напряжения U , в таблицу 1. Сила тока при увеличении напряжения на диоде будет постепенно, а затем резко возрастать.

Внимание. Прямой ток диода не должен превышать 250 – 300 мА.

Задание 3. Измерение зависимости обратного тока диода от величины приложенного к нему напряжения (обратной ветви вольт-амперной характеристики диода).

1. Соберите электрическую цепь по новой схеме (рис.4), обратив внимание на отличие включения диода и вольтметра. Зарисуйте схему цепи в тетради.

2. Установите выходное напряжение источника тока 12 В, то есть максимальное значение. Напряжение на диод поступает с потенциометра R и измеряется вольтметром, включенном на предел 15 или 20 В. Сила обратного тока измеряется цифровым мультиметром в режиме измерения постоянного тока на пределе 2000 мкА.

Увеличивая обратное напряжение на диоде (с помощью потенциометра) от 0 до 12 В с шагом 1 В, измерьте величину обратного тока диода. Результаты измерений запишите в таблицу 2.

Задание 4. Построить график вольт-амперной характеристики диода.

1. По данным двух таблиц постройте график зависимости силы тока, текущего через диод от приложенного напряжения, то есть график вольт-амперной характеристики диода. Прямой ток и прямое напряжение считайте положительными величинами, а обратный ток и обратное напряжение – отрицательными. По оси абсцисс откладывайте напряжение в вольтах, а по оси ординат – силу тока в микроамперах

2. Используя построенную вольт – амперную характеристику диода, определите его сопротивление в прямом R_n и обратном направлениях R_o при напряжении $U = 0,5$ В и вычислите их отношение R_o / R_n .

3. Сделайте вывод об основных свойствах полупроводникового диода.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Полупроводники и их свойства.
2. Примеры полупроводниковых веществ.
3. Свободные носители заряда в полупроводниках.
4. Собственная проводимость полупроводников.
5. Примесная проводимость полупроводников.
6. Что такое электронно-дырочный переход?
7. Нарисуйте график вольт-амперной характеристики р-п перехода.
8. Напишите и объясните уравнение вольт-амперной характеристики р-п перехода.
9. Полупроводниковый диод, его конструкция, свойства и назначение.
10. Что такое прямое и обратное включение полупроводникового диода?

2.23 Лабораторная работа № 23 (2 часа).

Тема: «Магнитное поле»

2.23.1 Цель работы: Знакомство с магнитным полем от различных источников и его моделированием.

2.23.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное подтверждение закономерностей для магнитного поля прямого провода и кругового витка (контура) с током.
2. Экспериментальное определение величины магнитной постоянной.

2.23.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.23.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Магнитное поле прямого тока».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения.

Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.

4. Затем вызовите модель «Магнитное поле витка с током». Прочитайте и запишите в свой конспект краткие теоретические сведения

5. Рассмотрите внимательно рисунки 1 и 2, изображающие компьютерные модели, и ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами моделей. Зарисуйте необходимое в свой конспект.

6. Подготовьте таблицы 2 и 3, используя образцы.

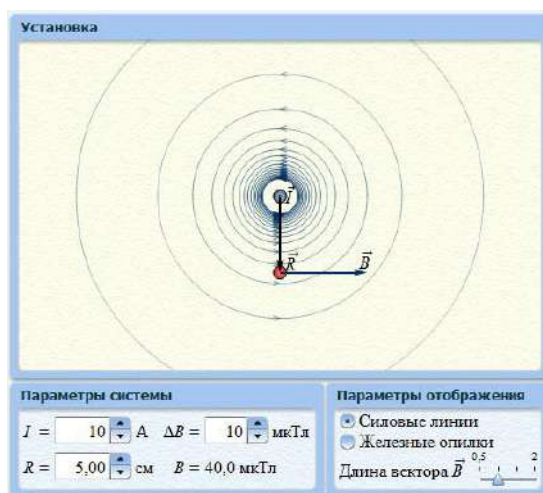


Рис.1 – Магнитное поле прямого тока

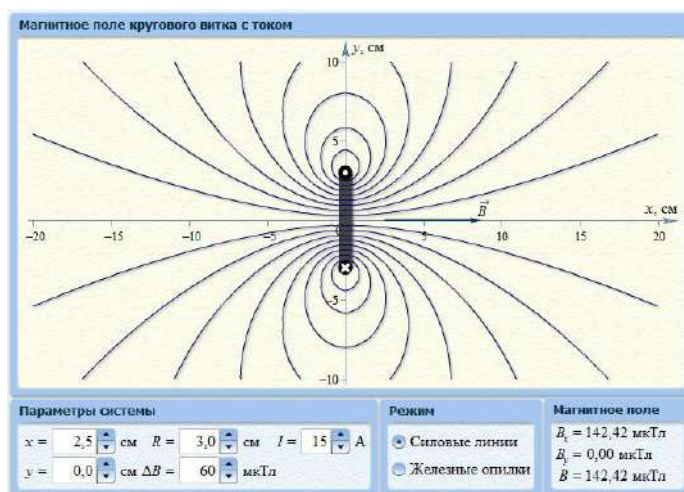


Рис. 2 – Магнитное поле кругового витка с током

Таблица 1 (не перерисовывать). Значения величины тока (А).

Бригады	I_1	I_2	I_3	I_4
1 и 5	5	10	15	20
2 и 6	-5	-10	-15	-20
3 и 7	-15	-10	5	10
4 и 8	-20	-15	-10	5

Таблица 2. Результаты измерений.

Таблица 3. Результаты измерений.

$r, \text{ см}$	2	3	...	10
$1 / r_1, \text{ м}^{-1}$				
$B_1, \text{ мкТл}$				
$B_2, \text{ мкТл}$				
$B_3, \text{ мкТл}$				
$B_4, \text{ мкТл}$				

$r, \text{ см}$	2	3	...	10
$\frac{1}{(R^2 + r^2)^{3/2}}, \text{ м}^{-3}$				
$B_1, \text{ мкТл}$				
$B_2, \text{ мкТл}$				
$B_3, \text{ мкТл}$				
$B_4, \text{ мкТл}$				

Измерения

Эксперимент 1. Исследование магнитного поля прямого провода с током.

1. Запустите модель «Магнитное поле прямого тока». Наблюдайте линии индукции магнитного поля.

2. Щёлкая мышью кнопку регулятора тока, установите величину тока, указанную в таблице 1 для вашей бригады.

3. Перемещая мышью «руку» вблизи провода, нажимайте левую кнопку мыши на расстояниях r до оси провода, указанных в таблице 2. Значения r и B занесите в таблицу 2.

4. Повторите измерения для трёх значений тока , указанных в таблице 1.

Эксперимент 2. Исследование магнитного поля витка с током.

1. Закройте окно эксперимента 1, нажав кнопку в правом верхнем углу внутреннего окна. Запустите, дважды щёлкнув мышью модель «Магнитное поле кругового тока с током». Наблюдайте линии индукции магнитного поля.
2. Щёлкая мышью кнопку регулятора тока, установите величину тока, указанную в таблице 2 для вашей бригады.
3. Перемещая мышью «руку» по оси витка (координата $y = 0$, координата $x = r$), нажимайте левую кнопку мыши на расстояниях r дл оси витка, указанных в таблице 3. Значения r и B занесите в таблицу 2.
4. Повторите измерения для трёх значений тока , указанных в таблице 1.

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите и запишите в таблицы 2 и 3 значения для второй строки.
2. Постройте на одном графике зависимости индукции магнитного поля B прямого провода с током от обратного расстояния $\left(\frac{1}{r}\right)$.
3. Постройте на втором листе графики зависимости индукции магнитного поля B на оси витка с током от куба обратного расстояния $\frac{1}{(R^2 + r^2)^{3/2}}$.
4. По тангенсу угла наклона графика на первых двух листах определите магнитную постоянную, используя для первого чертежа формулу $\mu_0 = \frac{2\pi}{l} \cdot \frac{\Delta B}{\Delta\left(\frac{1}{r}\right)}$, а для второго чертежа формулу $\mu_0 = \frac{2}{lR^2} \cdot \frac{\Delta B}{\Delta\left[\frac{1}{(R^2 + r^2)^{3/2}}\right]}$.
5. Запишите ответы и проанализируйте графики.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое магнитное поле?
2. Назовите источники магнитного поля.
3. Какие силы действуют между движущимися зарядами?
4. Во сколько раз магнитная сила меньше электрической для двух движущихся точечных электрических зарядов?
5. Какие силы и почему действуют между проводами с током?
6. При каких токах провода притягиваются?
7. При каких токах провода отталкиваются?
8. Дайте определение линий магнитной индукции. Зачем их рисуют?
9. Запишите закон Био-Савара-Лапласа. В чём он похож на закон Кулона?
10. Сформулируйте принцип суперпозиции для магнитных полей.
11. Дайте определение циркуляции магнитного поля.
12. Сформулируйте и запишите формулу закона циркуляции магнитного поля.
13. Сформулируйте и запишите формулу для индукции магнитного поля прямого провода с током.
14. Как выглядят линии индукции магнитного поля прямого провода с током?
15. Сформулируйте и запишите формулу для индукции магнитного поля на оси кругового витка (контура) с током.

16. Что такое магнитный момент витка с током?
17. Как выглядит линия индукции магнитного поля, проходящая через центр витка с током?
18. В каком месте на оси витка индукция магнитного поля максимальна?
19. В каких единицах измеряется индукция магнитного поля?

2.24 Лабораторная работа № 24 (2 часа)

Тема: «Движение заряженной частицы в магнитном поле»

2.24.1 Цель работы: Изучение действия магнитного поля на движущийся заряд.

2.24.2 Задачи работы:

1. Изучить картину линий магнитной индукции поля прямого провода, тора и соленоида

2. Изучить траекторию заряженной частицы, движущейся в магнитном поле

2.24.3 Перечень приборов и материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.24.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Движение заряженной частицы в магнитном поле»
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения.

Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.

4. Перейдите в раздел «Модель» и внимательно ознакомьтесь с регуляторами и другими элементами модели.

Задание 1

1. В пункте меню «Магнитное поле» выберите последовательно «Два провода», «Соленоид» и «Тороид».
2. Устанавливая сначала одинаковые, а затем различные по направлению силы тока, зарисуйте картину силовых линий магнитного поля для каждого случая
3. Сделайте вывод о связи между величиной и направлением силы тока и густотой силовых линий, а также о вихревом характере магнитного поля.

Задание 2

1. В пункте меню «Движение заряженной частицы в магнитном поле» выберите любое место старта частицы, и по направлению движения частицы в магнитном поле с помощью правила левой руки определите знак ее заряда.
2. Установите место старта частицы (электрона) *из центра* магнита, выберите любую величину магнитной индукции $\vec{B}$ и скорости частицы, и такое направление скорости частицы, при котором она совершает в однородном магнитном поле равномерное движение по окружности.

Указание: чтобы установить или изменить величину магнитного поля $\vec{B}$, нажмите кнопку «Поле» (курсор мыши появится около синей стрелки, показывающей направление магнитного поля), измените длину вектора $\vec{B}$ (сжимая или растягивая синюю стрелку).

Аналогично можно изменить длину вектора скорости $\vec{v}$, нажав кнопку «Скорость».

3. Определите на экране монитора диаметр окружности в сантиметрах, тогда радиус $R = \frac{D}{2} \cdot 10^{-2} \text{ м}$.

4. Измерьте линейкой на экране монитора длину k вектора скорости в миллиметрах, тогда $v = k \cdot 10^6 \text{ м/с}$. Считая заряженную частицу электроном, вычислите величину магнитной индукции, выразив вектор магнитной индукции B из формулы для радиуса траектории движения.

Заряд электрона $q = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, масса электрона $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$.

5. Рассчитайте период обращения T электрона в однородном магнитном поле.

6. Рассчитайте силу, действующую на электрон в магнитном поле по формуле $F_e = qvB$.

7. Повторите пункты 2÷6 не менее чем для трех различных длин вектора скорости, изменяя для каждого случая величину магнитного поля.

8. Результаты измерений и вычислений запишите в таблицу 1:

Таблица 1. Результаты измерений

L , см	D , м	R , мм	k , м/с	v , Тл	B , с	T л, Н	F
1							
2							
3							
4							
5							
6							

9. Проанализируйте результаты опытов и сделайте вывод о характере движения частицы в магнитном поле в зависимости от ее скорости и величины магнитного поля.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение силы Лоренца и напишите формулу, определяющую её направление и величину.

2. Сформулируйте правило левой руки для определения направления силы Лоренца.

3. Как движется заряженная частица в однородном магнитном поле, если её скорость перпендикулярна направлению магнитного поля?

4. Выведите формулу для радиуса траектории движения частицы, движущейся в однородном магнитном поле перпендикулярно направлению магнитного поля.

5. Выведите формулу для периода вращения заряженной частицы, движущейся в однородном магнитном поле перпендикулярно направлению магнитного поля.

6. Как движется заряженная частица, влетевшая в однородное магнитное поле под углом к направлению магнитного поля?

7. Выведите формулу для радиуса траектории движения заряженной частицы, которая влетела в однородное магнитное поле под углом к направлению магнитного поля?

8. Чему равна работа силы Лоренца при движении протона в магнитном поле? Ответ обоснуйте.

9. Когда заряженная частица движется в однородном магнитном поле по спирали?

10. От чего зависит шаг этой спирали? Ответ подтвердите выводом формулы.

2.25 Лабораторная работа № 25 (2 часа).

Тема: «Электромагнитная индукция»

2.25.1 Цель работы: Знакомство с явлением электромагнитной индукции и его моделированием.

2.25.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное подтверждение закономерностей электромагнитной индукции.

2.25.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.25.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Перемещение рамки с током в магнитном поле».
3. Перейдите в раздел «Краткая теория» и прочитайте краткие теоретические сведения.

Необходимое запишите в свой конспект лабораторной работы.

4. Затем вызовите модель «Перемещение рамки с током в магнитном поле», рассмотрите рисунок 1, изображающий модель, и ознакомьтесь с регуляторами модели

Методика и порядок измерения

В данной лабораторной работе используется компьютерная модель, в которой изменяющийся магнитный поток возникает в результате движения проводящей перемычки по параллельным проводникам, подключенным к цепи, с одной стороны. Эта система изображена на рисунке 1.

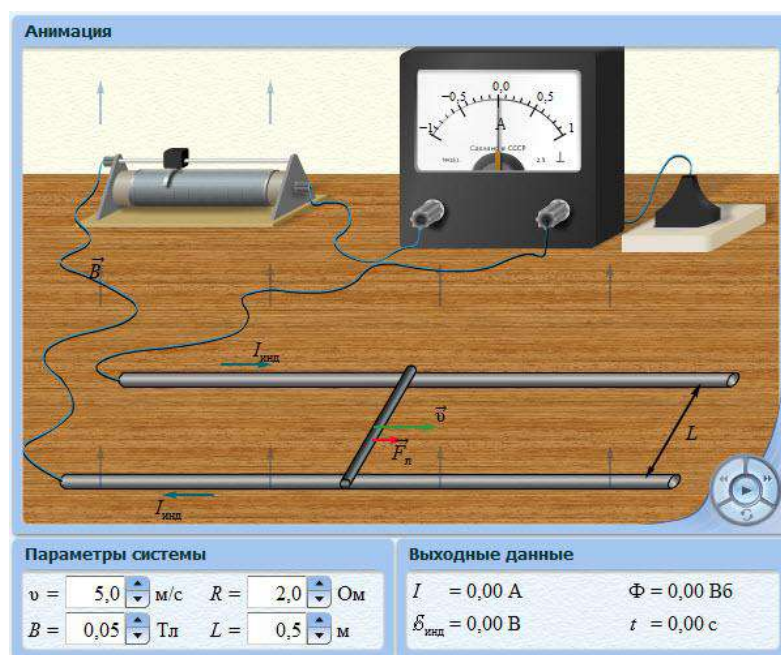


Рис. 1 – Модель цепи с движущимся проводником в магнитном поле.

Задача. Проводящая перемычка движется со скоростью v по параллельным проводам, замкнутым, с одной стороны. Система проводников расположена в однородном магнитном поле, индукция которого B направлена перпендикулярно плоскости, в которой расположены проводники. Найти ток в перемычке, если её сопротивление R , а сопротивлением проводников можно пренебречь.

Решив задачу в черновике конспекта, получите уравнение для силы тока в общем виде.

Подготовьте таблицы 2, 3 и 4, используя в качестве образца таблицу 2.

Таблица 2. (не перерисовывать). **Значения характеристик.**

Бригады	R , Ом	B_1 , мТл	B_2 , мТл	B_3 , мТл
1 или 5	1	-30	40	90
2 или 6	1,2	-40	20	80
3 или 7	1,3	-50	10	70
4 или 8	1,4	-60	-20	100

Для бригад 1 – 4 значение $L = 1$ м, а для бригад 5 – 8 значение $L = 0,8$ м.

Таблица 2 (12 столбцов). **Результаты измерений** $B = \underline{\hspace{1cm}}$ мТл, $L = \underline{\hspace{1cm}}$ м.

v , (м/с) =	-10	-8	...	10
ЭДС, В				
I , мА				

Подготовьте также таблицы 3 и 4, аналогичные таблице 2.

Измерения

1. Закройте окно теории. Запустите эксперимент, щёлкнув мышью по кнопке «Пуск». Наблюдайте движение перемычки и изменение магнитного потока Φ (цифра внизу окна).

2. Нажмите кнопку «Назад». Зацепив мышью, перемещайте движки регуляторов:

L – расстояния между проводами, R – сопротивления перемычки, B_1 – величины индукции магнитного поля. Зафиксируйте значения, указанные в таблице 1 и под ней для вашей бригады.

3. Установив, указанное в таблице 2, значение скорости движения перемычки, нажмите левую кнопку мыши, когда её маркер размещён над кнопкой «Пуск». Значения э.д.с. и тока индукции занесите в таблицу 2.

4. Нажмите кнопку «Назад» и повторите измерения для других значений скорости из таблицы 2.

5. Повторите измерения для двух других значений индукции магнитного поля, выбирая из таблицы 1. Полученные результаты запишите в таблицы 3 и 4, аналогичные таблице 2.

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Постройте на одном листе графики зависимости тока индукции от скорости движения перемычки для трёх значений индукции магнитного поля.

2. Для каждой прямой определите тангенс угла наклона по формуле

$$tg = \frac{\Delta l}{\Delta v}$$

3. Вычислите теоретическое значение тангенса для каждой прямой по формуле

$$tg_{теор} = \frac{B \cdot L}{R}$$

4. Заполните таблицу результатов измерений

Номер измерения	tg $\varphi_{эксп}$, А·с/м	tg $\varphi_{теор}$, А·с/м
1		
2		
3		

5. Сделайте выводы по графикам и результатам измерений.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называется элементарным магнитным потоком?
2. Что называется магнитным потоком?
3. Магнитный поток – это векторная или скалярная характеристика магнитного поля?
4. При каких условиях магнитный поток равен нулю?
5. При каких условиях магнитный поток равен произведению индукции магнитного поля на площадь контура?
6. Дайте определение циркуляции магнитного поля?
7. При каких условиях циркуляция равна нулю?
8. Сформулируйте определение явления электромагнитной индукции.
9. Сформулируйте закон электромагнитной индукции в вакууме.
10. При каких условиях наблюдается явление электромагнитной индукции в вакууме?
11. Какое поле является вихревым?
12. Что такое токи Фуко?
13. Чем отличается электрическое поле, созданное точечным зарядом, от электрического поля, появляющегося при электромагнитной индукции?
14. Сформулируйте закон электромагнитной индукции для замкнутого проводящего контура.
15. При каких условиях возникает э.д.с. самоиндукции?
16. Сформулируйте определение явления самоиндукции.
17. Сформулируйте словами закон самоиндукции.
18. Сформулируйте определение явления взаимной индукции.
19. При каких условиях наблюдается явление взаимной индукции?
20. Как изменяется со временем магнитный поток в данной работе?
21. Какова зависимость магнитного потока от времени в данной работе?
22. Как направлен вектор магнитной индукции в данной работе?

2.26 Лабораторная работа № 26 (2 часа).

Тема: «Свободные колебания в RLC - контуре»

2.26.1 Цель работы: Знакомство с процессом свободных затухающих колебаний в электрическом колебательном контуре и его компьютерным моделированием

2.26.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное исследование закономерностей свободных затухающих колебаний.

2. Экспериментальное определение величины индуктивности контура.

2.15.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. 26мпьютер.

2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – 000 «Физикон», 2014.

2.26.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Свободные колебания в RLC - контуре».
3. Нажмите мышью ярлык, на котором написано «Установка»
4. Прочитайте краткие теоретические сведения. Оформите конспект.
5. Закройте окно теории. Внимательно рассмотрите рис. 1, найдите все основные элементы и регуляторы и зарисуйте их в свой конспект. Нажмите кнопку «Пуск» и наблюдайте колебательные процессы в контуре.

Методика и порядок измерения

1. Нажмите кнопку «Сброс». Подведите маркер мыши к кнопке регулятора ёмкости конденсатора С. Нажимая на левую кнопку мыши, изменяйте величину ёмкости конденсатора и установите числовое значение, которое указано в таблице 1 для вашей бригады.

2. Аналогичным способом установите величину индуктивности в соответствии с таблицей 1.

3. Установите значение сопротивления $R = 1$ Ом. Нажав кнопку «Пуск», наблюдайте график зависимости заряда конденсатора от времени.

4. Остановив процесс кнопкой «Пуск», измерьте значения первых шести амплитуд и запишите их в таблицу 2.

5. После измерения снова запустите процесс кнопкой «Пуск» (средняя часть кнопки управления).

6. Нажмите мышью кнопку «Сброс» (левая часть круглой кнопки управления). Меняя сопротивление R, повторите измерения шести амплитуд и заполните таблицу 2.

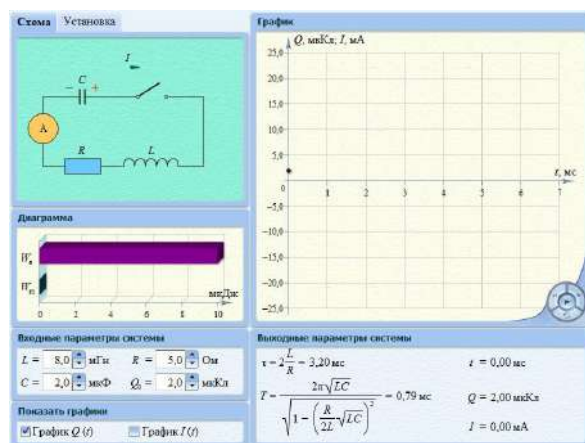


Рис. 1 – Модель колебательного контура

Таблица 1. (не перерисовывать) Значения ёмкости конденсатора C и индуктивности катушки L .

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
C , мкФ	3	3	2,7	2,7	2,4	2,4	2	2
L , мГн	6	7	8	9	10	9	8	7

Таблица 2. Результаты измерений и расчётов при $C = \underline{\hspace{1cm}}$ мкФ,

$L = \underline{\hspace{1cm}}$ мГн, $T = \underline{\hspace{1cm}}$ мс

R , Ом	A_1 , мм	A_2 , мм	A_3 , мм	A_4 , мм	A_5 , мм	A_6 , мм	τ , мс	β , с ⁻¹
1								
2								
4								
6								
8								
10								

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Рассчитайте значение периода колебаний и запишите в заголовке таблицы 2.
2. Постройте на одном чертеже графики экспериментальных зависимостей амплитуды колебания A от времени t (6 линий, соответствующих разным R).
3. Для каждого графика постройте касательную к нему в начальный момент времени, Продолжив касательную до пересечения с осью времени, определите экспериментальное значение постоянной времени затухания τ и запишите в таблицу 2.
4. Рассчитайте величины коэффициента затухания $\beta = \frac{1}{\tau}$ и также запишите в таблицу 2.
5. Постройте график зависимости коэффициента затухания от сопротивления резистора.
6. По графику $\beta (R)$ определите индуктивность контура, используя формулу

$$L = \frac{1}{2} \frac{\Delta R}{\Delta \beta}$$

7. Запишите ответ и сформулируйте выводы по ответу и графикам.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое колебательный контур?
2. Каковы электрические характеристики резистора, конденсатора и катушки?
3. Дайте определение гармонических колебаний.
4. Что такое период колебаний?
5. Какая физическая величина испытывает колебания в колебательном контуре?
6. Напишите формулу для напряжения на конденсаторе.
7. Напишите формулу для напряжения на катушке индуктивности.

8. Напишите формулу для напряжения на резисторе.
9. Сформулируйте и запишите закон электромагнитной индукции в общем виде.
10. Сформулируйте и запишите закон электромагнитной индукции для проводящего контура.
11. Сформулируйте и запишите закон самоиндукции.
12. Запишите дифференциальное уравнение для заряда на конденсаторе в контуре, где существуют свободные гармонические колебания.
13. Запишите дифференциальное уравнение для заряда на конденсаторе в контуре, где существуют свободные затухающие колебания.
14. Напишите формулу циклической частоты свободных гармонических колебаний.
15. Напишите формулу зависимости заряда на конденсаторе от времени при свободных гармонических колебаниях в контуре.
16. Напишите формулу циклической частоты свободных затухающих колебаний
17. Напишите формулу зависимости заряда на конденсаторе от времени при свободных затухающих колебаниях в контуре.
18. Напишите формулу для коэффициента затухания.
19. Дайте определение постоянной времени затухания.
20. Напишите формулу для логарифмического декремента затухания.
21. Нарисуйте график зависимости заряда на конденсаторе от времени при свободных затухающих колебаниях в контуре.
22. Докажите, что касательная к графику зависимости $Q(t)$ в точке $t = 0$ пересекает ось времени в точке $t = \tau$.

2.27 Лабораторная работа № 27 (2 часа).

Тема: «Вынужденные колебания в RLC - контуре»

2.27.1 Цель работы: Изучение вынужденных колебаний в электрическом колебательном RLC контуре.

2.27.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться с компьютерной моделью колебательных процессов, происходящих в RLC контуре.
2. Экспериментальное подтверждение закономерностей, наблюдающихся при вынужденных колебаниях в RLC контуре.

2.27.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

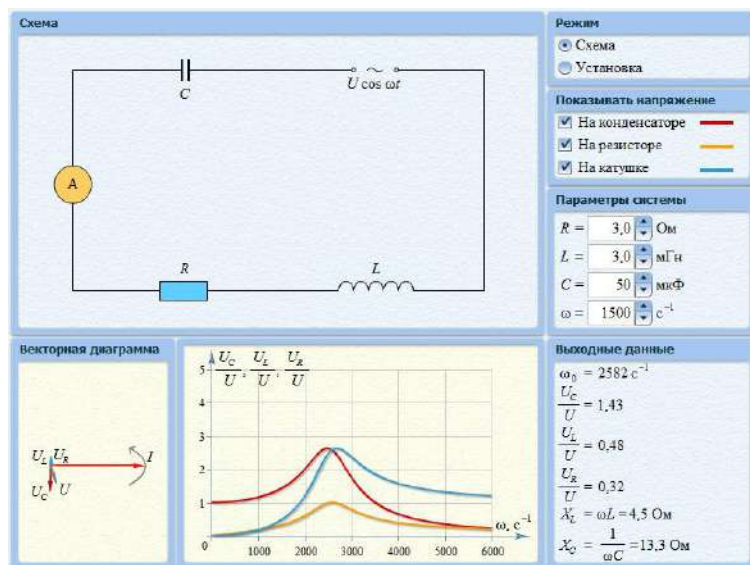
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.27.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Вынужденные колебания в RLC - контуре»
3. Нажмите мышью кнопку, около которой написано «Установка»
4. Прочитайте краткие теоретические сведения и необходимое запишите в свой конспект.

Методика и порядок измерения

1. Внимательно рассмотрите рисунок с компьютерной моделью и перерисуйте необходимое в конспект, используя обозначения, принятые в теоретической части ($\mathcal{E}_0$ – вместо U , U_{0C} – вместо U_C , U_{0L} – вместо U_L , U_{0R} – вместо U_R)



Модель «Вынужденные колебания в RLC - контуре»

Таблица 1 (не перерисовывать). Исходные данные.

Бригады	1	2	3	4	5	6	7	8
L , мГн	5,0	5,0	4,7	4,1	3,8	4,1	3,5	3,3
C , мкФ	35	32	34	36	36	31	34	33

Таблица 2. Результаты измерений и расчётов $\omega_0 = \underline{\hspace{1cm}}$ рад/с

R , Ом	3,2	4,0	5,0	6,0
ω_1 , 10^3 рад/с				
ω_2 , 10^3 рад/с				
$\omega_{\text{рез}} = (\omega_1 + \omega_2)/2$, 10^3 рад/с				
$\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{\text{рез}}$, 10^3 рад/с				
$\omega_0/\Delta\omega$				
$Q = U_{0C}/\mathcal{E}_0$				
Q^2				

Измерения

1. Установите указанные в таблице 1 для вашей бригады значения индуктивности катушки L и ёмкости конденсатора C , щёлкая мышью по кнопкам соответствующих регуляторов.

2. Внесите в заголовок таблицы 2 значение частоты свободных колебаний ω_0 .
3. Установите первое значение сопротивления резистора, указанное в таблице 2.
4. Установите значение частоты источника э.д.с., близкое к ω_0 .
5. Уменьшая величину частоты источника э.д.с., следите за числовым значением нормированной амплитуды напряжения на конденсаторе $U_{0C} / \mathcal{E}_0$, которая численно равна добротности контура Q .
6. Добейтесь максимального значения добротности Q . Запишите в таблицу 2 частоты ω_1 и ω_2 , соответствующие границам диапазона частоты, где добротность Q максимальна.
7. Повторите измерения для других значений сопротивления резистора, указанных в таблице 2.

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Рассчитайте все величины и заполните таблицу 2.
2. Постройте на одном листе графики зависимости обратного нормированного отклонения резонансной частоты $\omega_0 / \Delta\omega$ от квадрата добротности Q^2 .
3. Сделайте выводы по графику, используя для сравнения формулу (3).

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение вынужденных колебаний.
2. Что такое колебательный контур?
3. Когда возникают вынужденные колебания?
4. Что такое полное электрическое сопротивление?
5. Как формулируется закон электромагнитной индукции?
6. Чему равны реактивные сопротивления катушки и конденсатора?
7. Чему равно реактивное сопротивление последовательно соединённых катушки и конденсатора?
8. Чему равно полное сопротивление колебательного контура?
9. Дайте определение резонанса для тока в колебательном контуре.
10. На какой частоте наблюдается резонанс для тока в колебательном контуре?
11. На какой частоте наблюдается резонанс для напряжения на конденсаторе в колебательном контуре?
12. Чему равно отношение амплитуд напряжения на конденсаторе и э.д.с. при резонансе?
13. Чему равно характеристическое сопротивление контура? Как оно влияет на добротность контура?
14. Что такое резонансная кривая контура?

2.28 Лабораторная работа № 28 (2 часа).

Тема: «Электромагнитные волны»

2.28.1 Цель работы: Изучение электромагнитных волн.

2.28.2 Задачи работы:

1. Изучение свойств электромагнитных волн.
2. Определение частоты генератора ультракоротких волн методом стоячей электромагнитной волны.

2.28.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Генератор УКВ
2. Резонирующий контур и индикатор.
3. Приемный диполь с индикатором
4. Диполь - излучатель
5. Двухпроводная линия с индуктивной связью
6. Контактный мостик с индикатором.
7. Выпрямитель
8. Соединительные провода.

2.28.4 Описание (ход) работы:

1. Изучите теоретическое введение и запишите необходимые сведения в свой конспект.
2. Ознакомьтесь с приборами и принадлежностями, применяемыми в работе.
3. Ознакомьтесь с порядком выполнения работы.
4. Выполните задания, предлагаемые в работе.

Максвелл теоретически предсказал существование электромагнитных волн, то есть переменного электромагнитного поля, распространяющегося в пространстве с конечной скоростью:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}; \quad \text{где } c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$$

Электромагнитная волна представляет собой взаимосвязанные электрическую и магнитную волны. Вектора E и H в ней взаимно перпендикулярны и колеблются в одинаковых фазах.

Электромагнитную волну можно возбудить любым переменным движением зарядов. В частности, с помощью колебательного контура.

Электрическая цепь, состоящая из последовательно включенных емкости (C), индуктивности (L) и омического сопротивления (R), образует простейший колебательный контур (рис. 2). Если конденсатору C сообщить заряд, а затем разрядить его через индуктивность, то возникающий при разрядке ток создает в катушке магнитное поле (рис.1). Когда конденсатор разрядится, ток в катушке будет максимален. Электрическая энергия поля конденсатора, равная $w_{эл} = \frac{CU^2}{2}$ полностью перейдет в энергию магнитного

поля катушки, равную $w_m = \frac{LI^2}{2}$.

Благодаря самоиндукции ток после разрядки конденсатора не прекратится, а будет продолжать идти в том же направлении, перезаряжая конденсатор. В последующем, зарядившийся конденсатор станет разряжаться в обратном направлении (рис.2). Если бы не было потерь энергии в омическом сопротивлении, то существовали бы незатухающие

колебания и при этом происходил бы переход энергии электрического поля конденсатора (C) в энергию магнитного поля катушки индуктивности (L) в первую четверть периода и обратный переход энергии магнитного поля в энергию электрического поля, в последующую четверть периода.

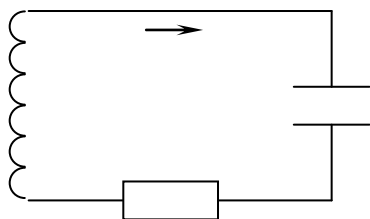


Рис. 1

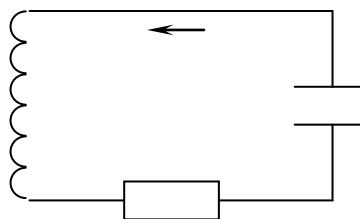


Рис. 2

Описанный процесс аналогичен преобразованиям потенциальной и кинетической энергии при колебании математического маятника, а сопротивление R в колебательном контуре играет роль сопротивления среды при колебании маятника. Потери энергии в сопротивлении R приводят к затуханию колебаний, если эту энергию не восполнять за счет внешнего источника.

Можно создать такую колебательную систему, в которой сам процесс колебаний регулирует пополнение энергии необходимой для получения незатухающих колебаний. Такие системы называются автоколебательными.

В работе источником электромагнитных волн является двухламповый генератор с частотой колебаний примерно 150 МГц. Для работы генератора на него от выпрямительного блока подаются постоянное напряжение 250 В и переменное (накальное) напряжение 6,3 В.

Метод определения частоты генератора УКВ

Экспериментальное определение частоты генератора электромагнитных волн осуществляется методом стоячей волны, которую создают в двухпроводной линии с малым затуханием, индуктивно связанной с исследуемым генератором.

При достаточно высокой частоте генератора в такой линии возникает электромагнитная волна, то есть в пространстве между проводами будет существовать переменное во времени и пространстве электромагнитное поле.

На конце линии электромагнитная волна испытывает отражение. Если длина линии такова, что в ней укладывается целое число полуволн, то сложение прямой и отраженной волн дает стоячую электромагнитную волну. Это означает, что на проводах линии появляются узлы и пучности напряжения и тока (рис.3).

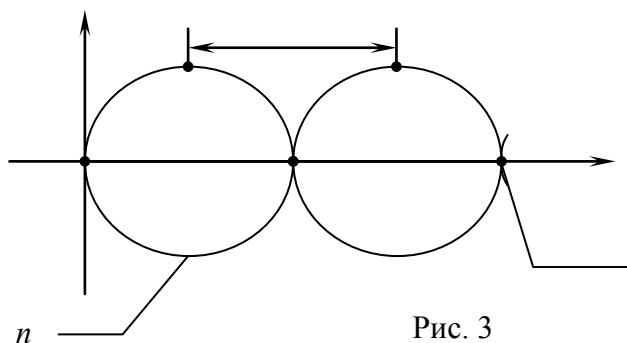


Рис. 3

Расстояние между двумя соседними узлами или пучностями стоячей волны равно половине длины волны $\lambda / 2$. Поэтому, определив положение двух соседних узлов или пучностей и измерив расстояние между ними, можно найти длину волны λ . Затем

по формуле $\nu = \frac{c}{\lambda}$ находится частота волны.

Здесь λ - длина волны, ν - частота волны, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с - скорость распространения электромагнитных волн в вакууме.

Данная работа состоит из трех заданий:

- а) проверка работы генератора электромагнитных волн,
- б) определение направления распространения электромагнитных волн и характера волн (продольные или поперечные),
- в) определение частоты генератора.

Порядок выполнения заданий

1. Собирают электрическую цепь. Генератор должен быть включен через выпрямитель согласно схеме, приведенной на рис.4.

Примечание. Закончив сборку цепи, следует обязательно показать её преподавателю, который разрешит приступить к выполнению заданий.

2. Проверяют наличие излучения электромагнитных волн резонирующим контуром (резонирующий контур состоит из проволочного витка, конденсатора переменной емкости и патрона с лампочкой А). Прибор смонтирован на вертикальном щитке и установлен на подставке (рис.5). Для проверки излучения генератором электромагнитных волн резонирующий контур нужно подвести к генератору со стороны пластины из органического стекла на расстоянии примерно 10 см. Лампочка резонирующего контура, если генератор работает, должна загореться.

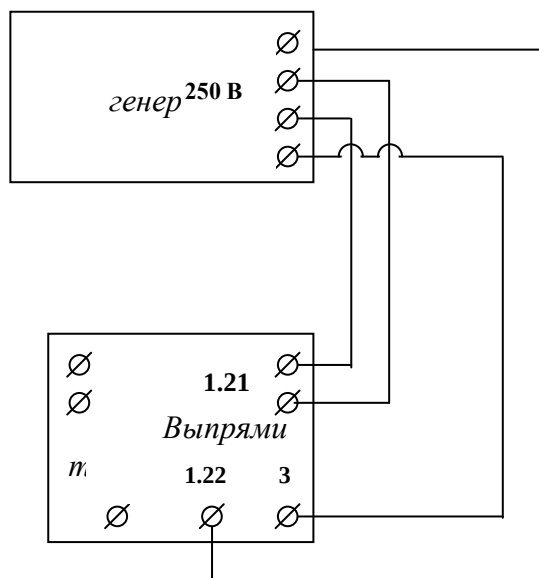


Рис. 4

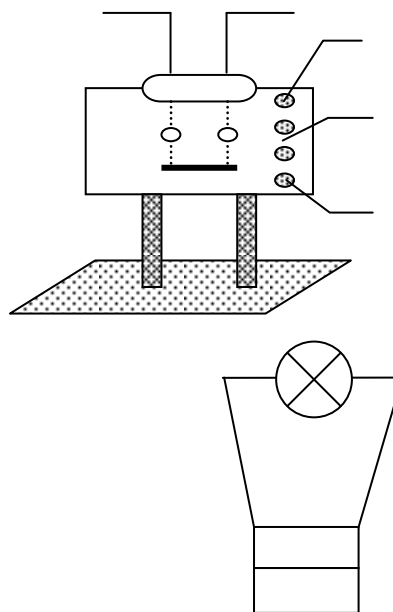


Рис. 6

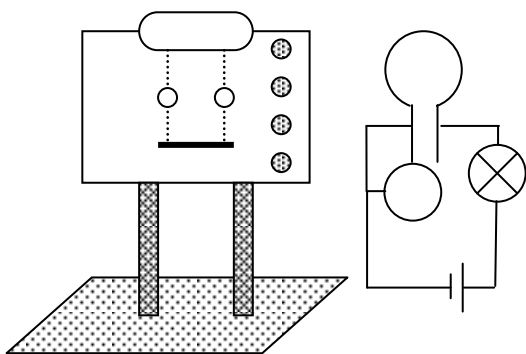


Рис. 5

3. Выключают генератор.

4. Посредством изолирующей планки в горизонтальном положении на генераторе укрепляют развернутый колебательный контур – диполь (1). Установить приемный диполь (2), состоящий из 2-х проволочных стержней, вставленных в трубку, концы которых вставлены в зажимы. (К диполю придается специальный патрон с лампочкой-индикатором). Приёмный диполь должен быть установлен параллельно колебательному контуру – диполью генератора на расстоянии от него примерно 20-30 см (см. рис.6).

5. Включают генератор. Лампочка приемного диполя должна загореться.

6. Поворотом диполя 2 убеждаются, что электромагнитные волны поперечны.

7. Выключают генератор.

8. Посредством изолирующей планки с зажимом на генераторе укрепляют в горизонтальном положении диполь двухпроводной линии.

9. Включают генератор и передвигая индикатор по двухпроводной линии определяют по свечению лампочки узлы и пучности напряжения и тока (рис. 7).

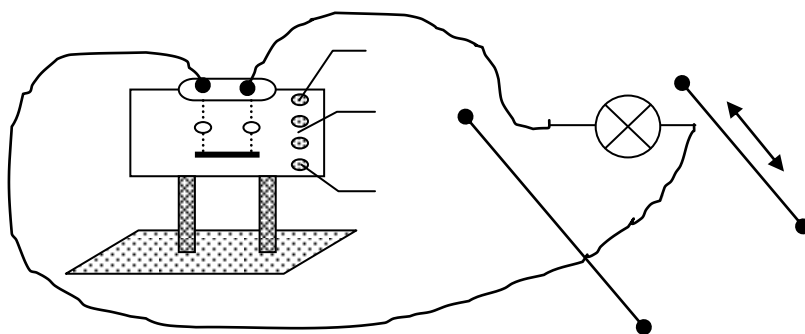


Рис. 7

10. Измеряют расстояние между узлами и по формуле:

$$\lambda = 2\ell$$

определяют длину волны.

11. По формуле $\nu = \frac{c}{\lambda}$ определяют частоту генератора,

здесь $c = 3 \cdot 10^8$ м/с - скорость электромагнитных волн в вакууме.

12. Делаются выводы по результатам выполненной работы.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называют электромагнитной волной?
2. Основные положения теории Максвелла для электромагнитного поля.
3. Система уравнений Максвелла в интегральной форме.
4. Свойства электромагнитной волны.
5. Способы получения электромагнитных волн.
6. Колебательный контур.
7. Напишите формулу Томсона.
8. Чему равна скорость электромагнитных волн в вакууме?
9. Принцип получения незатухающих электромагнитных волн.

2.29 Лабораторная работа № 29 (2 часа).

Тема: «Определение скорости света в стекле»

2.29.1 Цель работы: Изучение законов геометрической оптики.

2.29.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться с основными законами геометрической оптики и принципом Гюйгенса.
2. Построить ход световых лучей в плоскопараллельной пластине и определить скорость света в стекле.

2.29.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Плоскопараллельная стеклянная пластина.
2. Масштабная линейка.
3. Прямоугольный треугольник.
4. Циркуль.
5. Булавки.

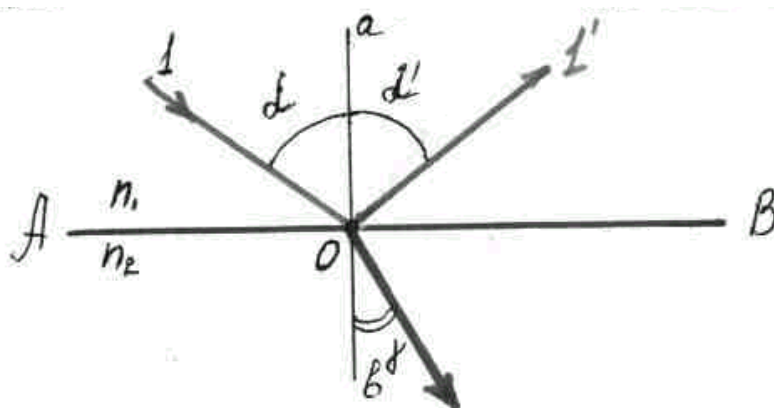
2.29.4 Описание (ход) работы:

1. Изучите теоретическое введение и запишите необходимые сведения в свой конспект.

Световая волна, падая на границу раздела двух сред, частично отражается от поверхности раздела, а частично преломляется, переходя во вторую среду. На рис. 1 линия AB - плоская граница раздела этих сред. Лучи 1 , $1'$ и 2 характеризуют направления распространения падающей, отраженной и преломленной плоских волн. Они называются соответственно падающим лучом, отраженным лучом и преломленным лучом, а углы между ними и перпендикуляром ab к поверхности раздела сред, проведенным в точке падения O , называются: α - угол падения, α' - угол отражения и γ - угол преломления.

Плоскостью падения называется плоскость, проходящая через падающий луч и перпендикуляр к поверхности раздела сред в точке падения.

Рис. 1



При падении на гладкую плоскую поверхности раздела сред плоской монохроматической волны выполняются (независимо от характера поляризации этой волны) следующие законы:

а) отраженная и преломленная волны также являются монохроматическими волнами той же частоты, что и падающая;

б) закон отражения - отраженный луч лежит в плоскости падения, причем угол отражения равен углу падения ($\alpha' = \alpha$);

в) закон преломления - преломленный луч лежит в плоскости падения, а угол преломления связан с углом падения соотношением:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (\text{закон Снеллиуса})$$

Здесь n - показатель преломления среды.

Показателем преломления (абсолютным показателем преломления) среды называется величина n , равная отношению скорости c электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости v в среде:

$$n = \frac{c}{v}$$

Из теории Максвелла следует, что $n = \sqrt{\epsilon \mu}$, где ϵ и μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Для среды, не обладающей ферромагнитными свойствами, $\mu \approx 1$ и

$$n = \sqrt{\epsilon}.$$

Относительным показателем преломления двух сред (второй среды по отношению к первой) называется величина n_{12} , равная отношению показателей преломления этих сред:

$$n = \frac{n_2}{n_1}.$$

Для неферромагнитных сред
$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$$

Причину преломления света Гюйгенс видел в различии скорости распространения света в различных средах. При рассмотрении явления преломления света с волновой точки зрения воспользуемся *принципом Гюйгенса*.

«Каждая точка, до которой доходит световое возбуждение, сама становится источником вторичных световых волн, огибающая которых в каждый данный момент времени и представляет фронт (поверхность) распространяющей волны»

ВОЛНЫ.



точке A .

распространяющаяся в первой среде, достигнет точки C , ($t = \frac{BC}{V_1}$ или $BC = t \cdot V_1$) вторичная

волна, вышедшая из точки A , распространится во второй среде на расстояние $r=AD=V_2t$. В интервале времени будут последовательно возбуждаться вторичные световые волны во всех точках границы раздела двух сред, расположенных между A и C .

Огибающая всех вторичных световых волн, возбужденных на границе, раздала обеих сред, и представляет собой, согласно Гюйгенсу, поверхность световой волны, распространяющейся во второй среде (плоскость, проходящая через DC). Из сравнения треугольников BAC и DAC следует, что

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{BC}{AC} \div \frac{AD}{AC} = \frac{V_1 t}{V_2 t} = \frac{V_1}{V_2}$$

Итак, по Гюйгенсу, отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению скорости света в первой среде V_1 к скорости света во второй среде V_2 .

2. Ознакомиться с методом построения хода световых волн.

В данной работе фронт световых волн рассматривается как плоскость (такие волны называют плоскими волнами). Чтобы построить эти волны, надо положить плашмя плоскопараллельную стеклянную пластинку на лист бумаги величиной 20x30 см. Остро отточенным карандашом прочерчивают на бумаге границы (AB и A_1B_1) плоскопараллельной пластинки, как указано на рис. 3.

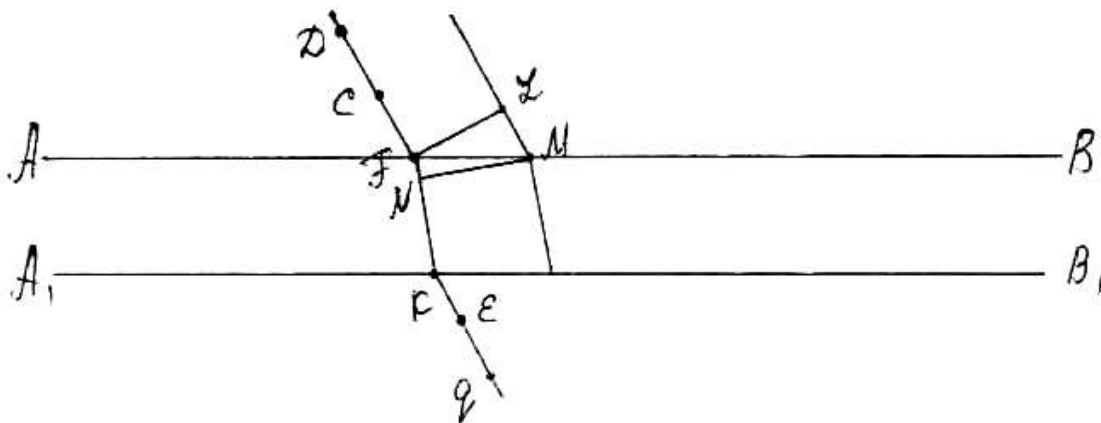


Рис. 3

За стеклянной пластинкой вкалывают две булавки (вертикально): одну булавку вблизи середины пластинки на расстоянии 1,0-1,5 см. от стекла, а другую как можно дальше и несколько сбоку (точки *D* и *C* рис. 3). Располагают глаз на уровне стола (или подставки) и смотрят через стекло на первые две булавки. Перед пластинкой вкалывают еще одну булавку так, чтобы эта булавка находилась от стекла на расстоянии 10-15 мм и заслонила собой первые две, видимые сквозь стекло (на рис. 3 «Е»). Четвертую булавку вкалывают так, чтобы она находилась перед стеклом на расстоянии как можно большем, заслонила собой первые три булавки, из которых первые две видны через стекло. Отмечают положение четвертой булавки (буква *q* на рис. 3). Снимают с бумаги плоскопараллельную пластинку и прочерчивают прямые *DCF* и *qEK*. Проводят к прямой *DF* перпендикуляр произвольной длины *FZ* (лучше сделать это с помощью циркуля и линейки, а если такой возможности нет, то с помощью прямоугольного треугольника). Проводят прямую *ZM* параллельно *DF* (с помощью линейки и треугольника). Проводят прямую *-FK* и перпендикуляр *MN*. Перпендикуляр *MN* символизирует преломленную плоскую волну. *ZM* - это путь пройденной падающей волной в воздухе за время *t* со скоростью *V₁*. Отрезок *FN* символизирует путь преломленной плоской волны в стекле за то же время. Скорость световой волны в стекле обозначим *V₂*.

На основании построений можно написать

$$\frac{ZM}{FN} = \frac{V_1 t}{V_2 t} \text{ или } \frac{ZM}{FN} = \frac{V_1}{V_2}, \text{ откуда } V_2 = V_1 \frac{FN}{ZM}$$

Измерив *FN* и *ZM* по чертежу (в мм) и, подставив результаты этих измерений в последнюю формулу, можно получить скорость света в стекле, если известны скорость света в воздухе. Нетрудно доказать, что $\frac{FN}{ZM} = \frac{1}{n}$, где *n* - показатель преломления стекла

относительно воздуха. Отсюда $V_2 = \frac{V_1}{n}$.

3. По описанной в пункте 2 методике на листе масштабной-координатной бумаги (миллиметровой) выполнить построение фронта падающей и преломленной волны.

4. Измерив размеры отрезков *FN* и *ZM*, по чертежу определите скорость света в стекле и показатель преломления стекла, используя следующие формулы:

$$V_2 = V_1 \frac{FN}{ZM} \quad n_{21} = \frac{V_1}{V_2}$$

Скорость света в вакууме принять равной $V_1 = c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

5. Сделайте выводы по результатам выполненной работы.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называют абсолютным показателем преломления?
2. Что называют относительным показателем преломления?
3. Напишите формулу абсолютного показателя в немагнитной среде.
4. Что называется углом падения света?
5. Что называется углом преломления света?
6. Сформулируйте закон отражения света.
7. Сформулируйте закон преломления света?
8. Что называют волновой поверхностью?
9. Сформулируйте принцип Гюйгенса.

2.30 Лабораторная работа № 30 (2 часа)

Тема: «Изучение микроскопа»

2.30.1 Цель работы: Изучение микроскопа

2.30.2 Задачи работы:

1. Ознакомление с оптической схемой микроскопа.
2. Моделирование оптической схемы микроскопа из простых линз.
3. Проверка формулы увеличения микроскопа.

2.30.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.30.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Изучение микроскопа»
3. Прочитайте краткие теоретические сведения и необходимое запишите в свой конспект. Ознакомьтесь и зарисуйте оптическую схему микроскопа, показанную на рис.1.

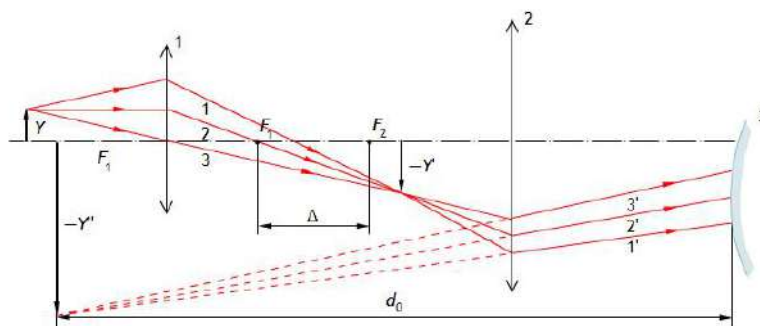


Рис.1- Оптическая схема микроскопа

Методика и порядок измерения

1. Внимательно рассмотрите окно опыта. Найдите все регуляторы и другие основные элементы модели. Зарисуйте схему опыта (рис.2).
2. Подведите маркер мыши к окну «Режим» и установите режим «Схема».
3. Подведите маркер мыши к окну «Точность настройки» и установите режим «Грубая установка».
4. Подведите маркер мыши к окну «Параметры микроскопа» и установите $T = 150$ мм, $\lambda = 500$ нм, $D = 20$ мм. А также значения F_1 и F_2 , указанные в вашей бригаде.
5. С помощью миллиметровой линейки измерьте расстояния d_1 , d_2 , f_1 , f_2 и запишите их в таблицу 2.
6. По формулам (2), (3) и (4) рассчитайте $k_{об}$, $k_{ок}$ и Γ и запишите их в таблицу 2.

$$\frac{1}{F_{об}} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{f_1} \quad (1)$$

$$k_{об} = \frac{f_1}{d_1} \text{ раз} \quad (2)$$

$$k_{ок} = \frac{f_2}{d_2} \text{ раз} \quad (3)$$

$$\Gamma = k_{об} \cdot k_{ок} \quad (4)$$

7. Рассчитайте теоретическое значение оптического интервала Δ_T по параметрам, указанным в нижней части окна.

8. Определите масштаб шкалы окна оптической схемы микроскопа. Для этого измерьте с помощью миллиметровой линейки на экране монитора фокусное расстояние F_1 и сопоставьте его со значением, указанным в левом нижнем прямоугольнике окна оптической схемы.

9. Измерьте с помощью миллиметровой линейки на экране монитора оптический интервал микроскопа, приведите его в соответствие с масштабом шкалы окна и запишите полученное значение интервала в таблицу 2 (графа Δ_3).

10. Сопоставьте полученные экспериментальные значения оптического интервала и увеличения микроскопа с указанными в окошке опыта значениями и сделайте анализ опыта.

11. Оцените погрешности измерений.

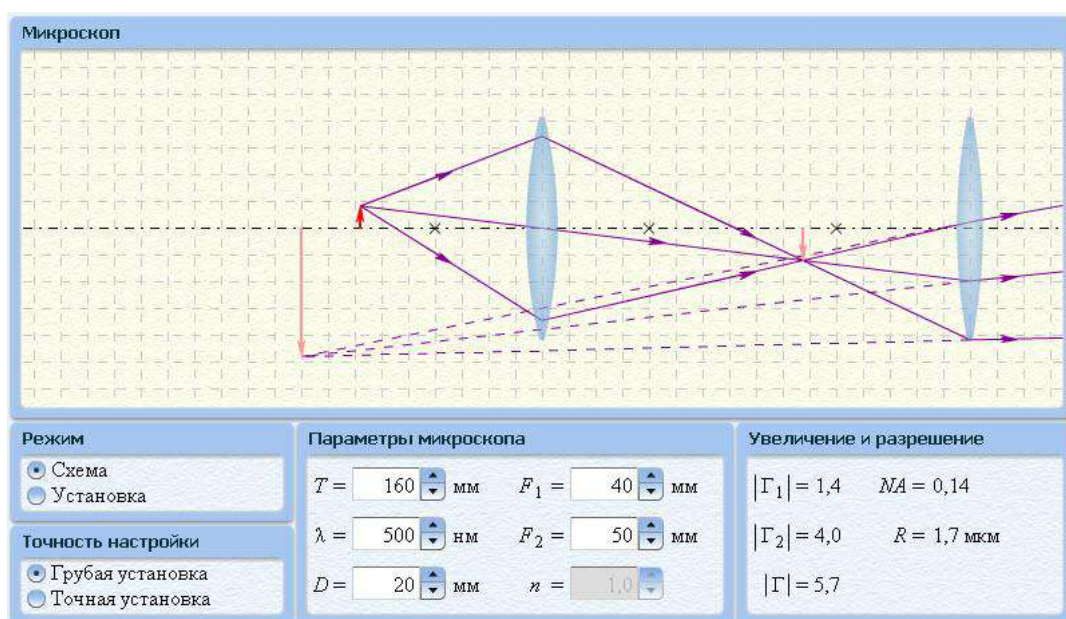


Рис.2 – Модель оптического микроскопа

Таблица 1

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
F_1 , мм	35	40	45	50	55	60	65	70
F_2 , мм	60	55	50	45	40	45	50	55

Таблица 2

F_1 , мм	F_2 , мм	d_1 , мм	d_2 , мм	f_1 , мм	f_2 , мм	$k_{об}$	$k_{ок}$	Γ	Δ_3 , мм

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называется линзой?
2. Какая линза называется тонкой?
3. Что такое главная и побочная оптическая оси?
4. Что называется фокусом линзы?
5. Как можно построить изображение произвольной точки в любой линзе?
6. Можно ли с помощью рассеивающей линзы получить увеличенное изображение?
7. Можно ли с помощью собирающей линзы получить уменьшенное изображение?
8. Что называется оптической силой линзы, в каких единицах эта сила измеряется?
9. Напишите формулу тонкой линзы.

2.31 Лабораторная работа № 31 (2 часа).

Тема: «Опыт Юнга»

2.31.1 Цель работы: Знакомство с процессом сложения когерентных электромагнитных волн и его компьютерным моделированием

2.31.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное исследование закономерностей взаимодействия световых волн от двух источников.

2.31.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.32.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Интерференционный опыт Юнга».
3. Прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект.
4. Внимательно рассмотрите рисунок 1, найдите все основные элементы и регуляторы и зарисуйте их в свой конспект.

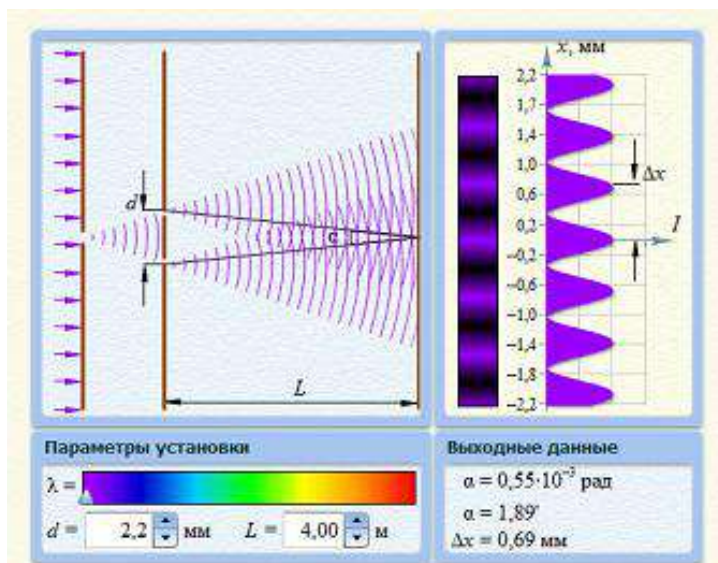


Рис. 1 – Модель интерференции гармонических волн от двух источников света.

Измерения

1. Подведите маркер мыши к движку регулятора на картинке спектра. Нажмите левую кнопку мыши и, удерживая её в нажатом состоянии, двигайте движок, чтобы установит цвет волны, соответствующий таблице 1 для вашей бригады. Установите также нужное значение L_1 .
2. Щёлкая мышью кнопку регулятора d расстояния между щелями, установите минимальное значение $d = 1\text{ мм}$. Измерьте расстояние $x_{\text{макс}}$ (в модель просто Δx) между нулевым и первым максимумами (используйте «Выходные данные» модели) и запишите в таблицу 2.
3. Увеличивая d , измерьте ещё 9 значений расстояния $x_{\text{макс}}$.
4. Устанавливая новые значения L из таблицы 1 для вашей бригады, повторите измерения согласно пункту 2, записывая результаты в таблицы 3 и 4.

Таблица 1 (не перерисовывать). **Значения цвета волны.**

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
Цвет	Фиолет	Синий	Голубой	Зеленый	Желтый	Оранжев	Светло-красный	Темно-красный
L_1 , м	3,0	3,3	3,6	3,9	4,1	4,3	4,4	4,5
L_2 , м	3,1	3,4	3,7	4,0	4,2	4,4	4,5	3,8
L_3 , м	3,2	3,5	3,8	4,1	4,3	4,5	3,0	3,5

Таблицы 2 – 4. Результаты измерений для волны _____ цвета при $L =$ _____ м

d , мм	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,5	2,8	3,0
$x_{\text{макс}}$, мм										
$1/d$, мм ⁻¹										

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Рассчитайте и внесите в таблицы значения обратного расстояния между щелями $1/d$.
2. Постройте на одном рисунке графики экспериментальных зависимостей смещения первого максимума $x_{\text{макс}}$ от обратного расстояния между щелями (указав на каждом величину L).
3. Для каждой линии определите по графику экспериментальное значение λ , используя формулу
$$\lambda = \frac{\Delta x_{\text{макс}}}{L \cdot \Delta\left(\frac{1}{d}\right)}$$
4. Запишите ответ и проанализируйте ответ и графики.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое волна?
2. Что такое гармоническая волна?
3. Что такое длина волны?
4. Напишите математическое условие того, что функция $f(x, t)$ описывает волну.
5. Что определяет форму волны и направление её распространения?
6. Напишите уравнение одномерной гармонической волны, распространяющейся в положительном направлении оси Ox .
7. Как связаны длина волны и её частота?
8. Что такое когерентность?
9. Что такое свет?
10. Что такое монохроматические волны?
11. Как получают монохроматические волны?
12. Как получают когерентные волны?
13. Могут ли интерферировать монохроматические волны?
14. Дайте определение когерентных волн.
15. Дайте определение явления интерференции света.
16. Что такое разность хода двух одинаковых гармонических волн, излучаемых двумя источниками света?
17. При какой разности хода двух световых волн при их сложении наблюдается максимум?
18. При какой разности хода двух световых волн при их сложении наблюдается минимум?

2.32 Лабораторная работа № 32 (2 часа)

Тема: «Дифракция Фраунгофера на одной щели»

2.32.1 Цель работы: Экспериментальное исследование дифракции Фраунгофера на одной щели.

2.32.2 Задачи работы:

1. Знакомство со схемой дифракции Фраунгофера на одной щели в когерентном свете.
2. Определение углов дифракции в параллельных лучах.

2.32.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.32.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Дифракция Фраунгофера на одной щели».
3. Выберите модель «Дифракция света».
4. Прочитайте краткие теоретические сведения и подготовьте конспект.

Методика и порядок измерений

1. Внимательно рассмотрите схему наблюдения (рис.1) и модель, найдите все регуляторы и другие основные элементы.
2. Подведите маркер мыши к окну «Параметры установки», установите ширину

- щели 7 мм и первую длину волны света, указанные в таблице 1 для вашей бригады
3. Подведите маркер мыши к окну «Тип препятствия» и выберите «Щель».
 4. Подведите маркер мыши к окну «Режим» и выберите «Схема».

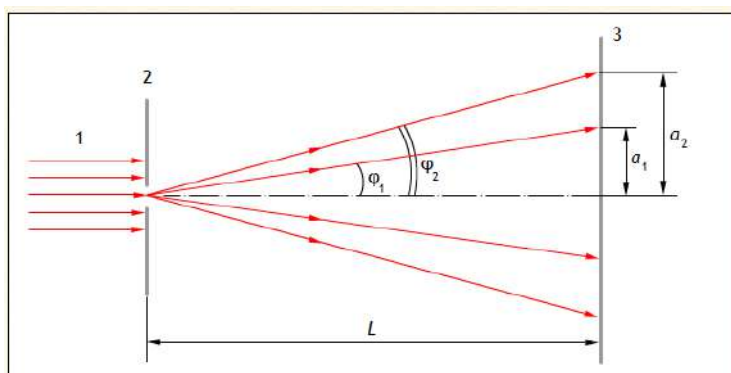
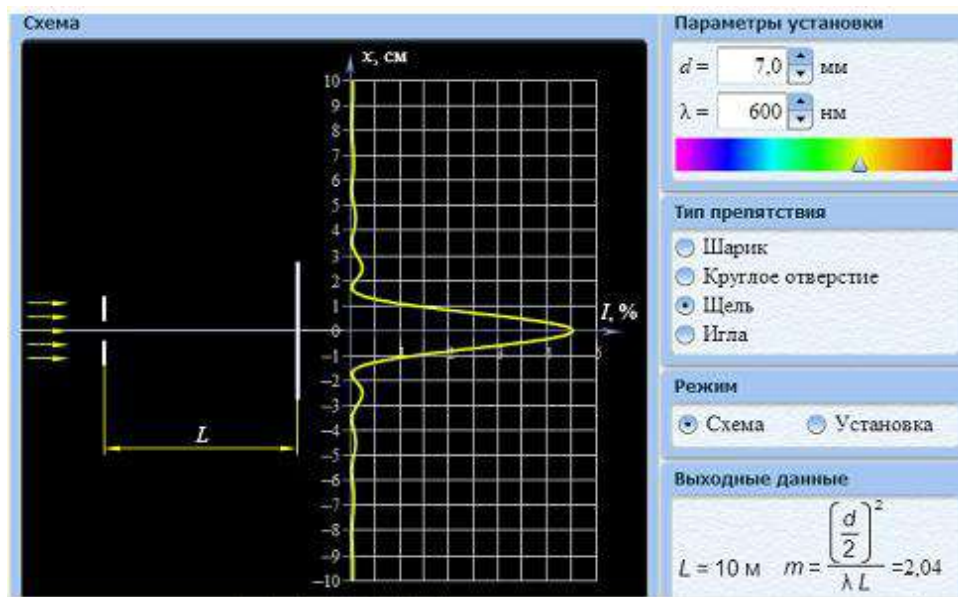


Рис.1 – Схема наблюдения дифракции Фраунгофера на одной щели.

5. Измерьте, используя шкалу на экране, расстояние a_1 между нулевым и первым максимумами, a_2 – расстояние между нулевым и вторым максимумами и так далее, до четвертого максимума. Запишите эти значения в таблицу 2.
6. Согласно таблице 1, устанавливая новые числовые значения длины волны λ для вашей бригады, повторите измерения согласно пункту 3, записывая результаты измерения в таблицы, аналогичные таблице 2.



Модель «Дифракция света»

Таблица 1. Значения длины волны λ (в нм)

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
λ_1	400	405	410	415	420	425	430	435
λ_2	500	505	510	515	520	525	530	540
λ_3	580	585	590	595	600	605	610	615
λ_4	630	635	640	645	650	655	660	665

Таблица 2. Результаты измерений и расчётов

	λ_1	λ_2	λ_3	λ_4
$a_1, \text{ мм}$				
$a_2, \text{ мм}$				
$a_3, \text{ мм}$				
$a_4, \text{ мм}$				
$\sin \varphi_1 \times 10^3$				
$\sin \varphi_2 \times 10^3$				
$\sin \varphi_3 \times 10^3$				
$\sin \varphi_4 \times 10^3$				

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Измерьте по шкале экрана и внесите в таблицы значения a_1, a_2, a_3, a_4 .
2. Рассчитайте и внесите в таблицы значения синусов углов дифракции.
3. Сравните полученные результаты с теоретическими.
4. Оцените абсолютную ошибку измерений углов дифракции.
5. Проведите качественные наблюдения изменения дифракционной картины при увеличении размера щели от минимального до его максимального значения при неизменной длине волны и запишите результаты этих наблюдений в свой отчёт.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называется дифракцией Фраунгофера?
2. Что называется дифракцией Френеля?
3. Что такое световая волна?
4. Что такое зона Френеля?
5. Что такое пятно Пуассона и почему оно возникает?
6. Запишите условия максимумов и минимумов при дифракции Френеля и дифракции Фраунгофера.
7. Решите задачу, предложенную в данной работе под знаком вопроса в верхней части экрана.

2.33 Лабораторная работа № 33 (2 часа).

Тема: «Дифракционная решетка»

2.33.1 Цель работы: Экспериментальное исследование закономерностей взаимодействия световых волн с периодической структурой (дифракционной решёткой).

2.33.2 Задачи работы:

1. Знакомство с процессом сложения когерентных электромагнитных волн и его моделированием.

2. Экспериментальное исследование закономерностей взаимодействия световых волн с дифракционной решёткой.

2.33.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – 000 «Физикон», 2014.

2.33.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Дифракционная решётка».
3. Нажмите мышью кнопку «Установка» и ознакомьтесь с её работой, изменяя λ , d и b .
4. Прочитайте краткие теоретические сведения. Необходимое запишите в свой конспект.

Методика и порядок измерения

1. Внимательно рассмотрите рисунок 1, найдите все регуляторы и другие основные элементы и зарисуйте их в свой конспект.
2. Нажимая левую кнопку мыши, меняйте m от 0 до 3 и наблюдайте изменение числового значения координаты максимума в окне «Выходные данные». Установите длину волны излучения, соответствующую красному цвету и, изменяя m и d , снова наблюдайте картину интерференции.

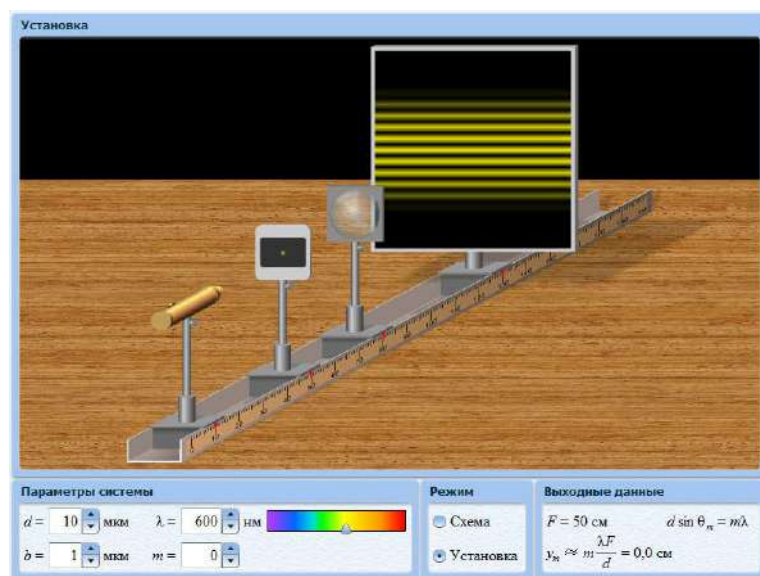


Рис.1 – Модель эксперимента с дифракционной решеткой

Измерения

1. Нажмите мышью кнопку, около которой написано «Схема».
2. Установите расстояние между щелями $d = 10$ мкм и ширину щели $b = 1$ мкм.
3. Подведите маркер мыши к кнопке на спектре и нажмите левую кнопку мыши. Удерживая кнопку в нажатом состоянии, перемещайте её до тех пор, пока не попадёте в нужную часть спектра, указанную в таблице 1 для вашей бригады.
4. Изменяя с помощью регулятора номер максимума m , определите координаты соответствующих максимумов на экране (используя график и информацию в окне «Выходные данные»). Запишите значения координат в таблицу 2.
5. Увеличивая d на 3 мкм, повторите измерения согласно пункту 2.

6. Установив новое значение длины волны из таблицы 1, повторите измерения, записывая результаты в таблицы 3 и 4.

Таблица 1 (не перерисовывать). **Примерные значения длины волны.**

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
λ_1 , нм	400	410	420	430	440	450	460	470
λ_2 , нм	500	510	520	530	540	550	560	570
λ_3 , нм	600	610	620	630	640	650	660	670

Таблицы 3, 4 и 4. Результаты измерений при $\lambda = \rule{1cm}{0.4pt}$ нм.

d , мкм	10	13	16	18	20	23	26	28	30
$1/d$, 10^5 м^{-1}									
y_{m_1} , мм									
y_{m_2} , мм									
y_{m_3} , мм									

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите и запишите в таблицы 2, 3 и 4 обратные периоды решётки.
2. По результатам таблицы 2 постройте на одном рисунке графики экспериментальных зависимостей положения трёх первых главных максимумов от обратного периода дифракционной решётки для первой длины волны (указав на них номер максимума).
3. На втором и третьем рисунках постройте аналогичные графики по результатам таблиц 3 и 4.
4. По наклону каждого графика определите экспериментальное значение ширины щели, используя формулу

$$b = \frac{\Delta y_m}{m \cdot \lambda \cdot \Delta\left(\frac{1}{d}\right)}$$

5. Вычислите среднее значение фокусного расстояния линзы, проанализируйте ответы и графики. Истинное значение $F = 50$ см.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение световой волны.
2. Дайте определение гармонической волны.
3. Дайте определение электромагнитной волны.

4. Напишите уравнение плоской монохроматической электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси Ox .
5. Какие волны называются когерентными?
6. Дайте определение дифракции.
7. Что такое дифракционная решётка?
8. Для каких целей используется дифракционная решётка?
9. Что мы увидим, если в дифракционной решётке закрыть все щели, кроме одной?
10. Что такое постоянная дифракционной решётки?
11. Зачем между дифракционной решёткой и экраном ставится собирающая линза?
12. Напишите формулу разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей решётки.
13. При какой разности хода лучей от соседних щелей решётки наблюдается максимум при их сложении?
14. При какой разности хода лучей от соседних щелей решётки наблюдается минимум при их сложении?
15. Напишите формулу разности фаз лучей от соседних щелей.
16. Как формируются главные максимумы дифракционной картины?
17. Нарисуйте, как распространяется после дифракционной решётки одна плоская гармоническая световая волна, падающая перпендикулярно плоскости решётки.
18. Нарисуйте, как будут распространяться после решётки две плоские гармонические световые волны с близкими длинами волн, падающие перпендикулярно плоскости решётки.

2.34 Лабораторная работа № 34 (2 часа).

Тема: «Поляризация света»

2.34.1 Цель работы: Изучение поляризации света.

2.34.2 Задачи работы:

1. Измерение интенсивности света при его прохождении через поляризатор и анализатор (проверка закона Малюса).
2. Ознакомление с явлением двойного лучепреломления.

2.34.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.34.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике».
2. В программе «Волновая оптика» выберите пункт меню «Поляризация», «Двойкопреломляющая пластина». В этой программе исследуется изменение интенсивности плоскополяризованного света при его прохождении через поляризатор и анализатор.
3. Прочитайте и законспектируйте краткие теоретические сведения. Оформите конспект лабораторной работы и подготовьте таблицы для записи результатов измерений.

Методика и порядок измерения

В данной лабораторной работе используется компьютерная модель «Двоякопреломляющая пластина», состоящей из источника света, двух поляризаторов «P1» и «P2» и двоякопреломляющей пластины, толщину которой можно изменять.

С помощью модели можно исследовать изменение интенсивности света при его прохождении через поляризатор и анализатор, а также наблюдать явление двойного лучепреломления. Также вы можете изменять цветовую гамму, то есть выбрать синий, желтый или красный свет.

Внимательно ознакомьтесь с регулировками и другими элементами модели, позволяющими изменять условия эксперимента. Выбрав в меню определённый пункт, нажимайте затем на клавишу «Enter». После установки нужного значения также нажмите на эту клавишу. Чтобы выйти из режима предварительных установок, переместите маркер мыши и щёлкните правой кнопкой по экрану.

Измерения

Эксперимент 1.

1. В пункте меню «Пластина» установите толщину пластины равной 0,00 см с помощью стрелок на клавиатуре и клавиши Enter.

2. С помощью пунктов «P1» и «P2» установите поляризатор и анализатор и выберите нужный свет.

3. Нажмите кнопку «Старт» и наблюдайте за интенсивностью прошедшего света. В левом квадрате в виде мерцающего отрезка прямой линии видна амплитуда напряжённости электрического поля света, выходящего из поляризатора «P1», в правом квадрате – амплитуда напряжённости света, выходящего из поляризатора «P2». Величина напряжённости (модуль) электрического поля E определяется путём измерения длины этих отрезков с помощью миллиметровой линейки.

4. Используя кнопки «P1» и «P2» (режим «установка угла»), установите оптические оси поляризатора и анализатора вертикально (параллельно друг другу).

5. Используя кнопку «P2» (режим «установка угла»), изменяйте угол наклона анализатора α от 0 до значения π радиан с шагом $0,1\pi$, каждый раз измеряя линейкой величину напряжённости световой волны, вышедшей из анализатора. Результаты измерений запишите в таблицу 1.

6. Сделайте вычисления величин, приведенных в таблице 1.

Таблица 1

α , рад	$\cos \alpha$	$\cos^2 \alpha$	E_1 (мм)	E_2 (мм)	$(E_1 / E_2)^2$
0					
0,1					
0,2					
0,3					
0,4					
0,5					

0,6					
0,7					
0,8					
0,9					
1,0					

7. Постройте график зависимости $\left(\frac{E_2}{E_1}\right)^2 = f(\cos^2 \alpha)$ в интервале значений угла α от 0 до $0,5\pi$ и сравните его с теоретической зависимостью, следующей из закона Малюса.

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \alpha$$

8. Сделайте вывод о зависимости интенсивности прошедшего света от угла между анализатором и поляризатором.

Эксперимент 2.

1. В пункте меню «Пластина» установите толщину пластины, равной максимальному значению, с помощью стрелок на клавиатуре и клавиши Enter.

2. С помощью пунктов «P1», «P2», «Свет» уберите поляризатор «P1», установите анализатор «P2» и выберите нужный свет.

3. Нажмите кнопку «Старт» и наблюдайте за интенсивностью прошедшего света.

4. С помощью анализатора определите поляризацию световых лучей, выходящих из пластины.

5. Сделайте вывод о характере и причинах наблюдаемого явления.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называют светом?
2. Что называют световым вектором?
3. Какой свет называют естественным?
4. Какой свет называют поляризованным?
5. Что называется плоскостью поляризации?
6. Световые волны продольные или поперечные?
7. Напишите формулу величины «степень поляризации P».
8. Что такое поляризаторы?
9. Какие вещества называют изотропными?
10. Какие вещества называют анизотропными?
11. Приведите примера анизотропных веществ.
12. Сформулируйте закон Малюса.
13. Что называют оптической осью поляризатора?
14. Напишите формулу закона Малюса.
15. Как изменяется интенсивность света за поляризатором при его вращении вокруг пучка естественного света?
16. Как практически отличить плоскополяризованный свет от естественного?
17. Какое явление называется двойным лучепреломлением?
18. Чем отличаются обыкновенный и необыкновенный лучи?

19. Чем обусловлено двойное лучепреломление в оптически анизотропном одноосном кристалле?

20. Какое явление называют дихроизмом?

21. Приведите пример сильно дихроичного кристалла.

22. Какое устройство называют поляроидом?

2.35 Лабораторная работа № 35 (2 часа).

Тема: «Внешний фотоэффект»

2.35.1 Цель работы: Изучение законов внешнего фотоэффекта и его квантовой модели.

2.35.2 Задачи работы:

1. Знакомство с квантовой моделью внешнего фотоэффекта.
2. Экспериментальное подтверждение закономерностей внешнего фотоэффекта.
3. Экспериментальное определение красной границы фотоэффекта, работы выхода фотокатода и постоянной Планка.

2.35.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

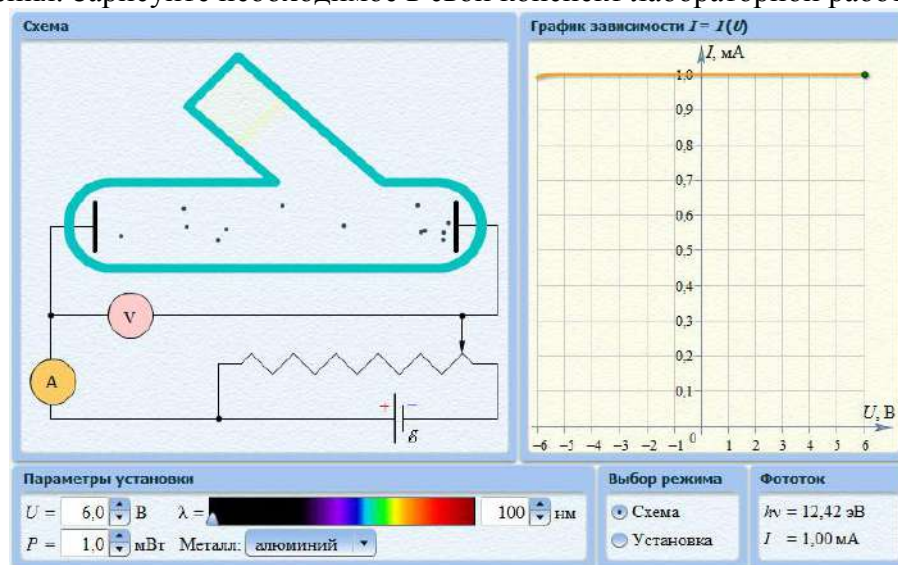
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.35.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Фотоэффект».
3. Прочитайте краткие теоретические сведения.
4. Щёлкните мышью кнопку, около которой написано «Установка».

Методика и порядок измерения

1. Внимательно рассмотрите рис. 1. Найдите регулировки, изменяющие напряжение между анодом и фотокатодом, длину волны и интенсивность электромагнитного излучения. Зарисуйте необходимое в свой конспект лабораторной работы.



Модель эксперимента по исследованию фотоэффекта

2. Щёлкните мышью кнопку регулятора интенсивности (мощности P) облучения

фотокатода и установите максимум интенсивности.

3. Аналогичным образом, зацепив мышью, перемещайте метку на спектре, постепенно уменьшая длину волны, установите минимальную длину волны.

4. Щёлкните мышью кнопку, около которой написано «Схема». Изменяя напряжение до прекращения фототока, наблюдайте движение электронов в фотоэлементе.

Измерения

Эксперимент 1

1. Установите нулевое напряжение U между анодом фотокатодом.

2. Зацепив мышью, перемещайте метку на спектре, постепенно увеличивая длину волны облучения фотокатода. Добейтесь полного отсутствия фототока.

3. Зафиксируйте самую большую длину волны (она будет равна $\lambda_{кр}$), при которой фототок ещё присутствует.

4. Запишите в тетрадь значение длины волны красной границы фотоэффекта (λ_k).

Эксперимент 2

Для более точного определения связи запирающего напряжения с длиной волны падающего излучения:

1. Установите тип вещества и значение запирающего напряжения в соответствии с таблицей 1 для вашей бригады.

2. Перемещая мышью метку на спектре или щёлкая кнопки регулятора длины волны, установите такое максимальное значение длины волны, при котором прекращается фототок. При этом напряжение между анодом и фотокатодом равно напряжению запираения $U_{зап}$.

3. Значения λ и $U_{зап}$. Занесите в таблицу 2.

4. Повторите измерения при других значениях напряжения запираения, указанных в таблице 1.

Таблица 1. Запирающее напряжение

Бригады	1	2	3	4	5	6	7	8
Вещество	Цезий	Цинк	Ртуть	Платина	Медь	Железо	Никель	Цезий
$U_{зап1}$	-0,5	-0,5	-0,4	-0,3	-0,4	-0,4	-0,4	-0,5
$U_{зап2}$	-1,5	-1,5	-1,6	-2,0	-1,6	-1,6	-1,6	-1,5
$U_{зап3}$	-2,0	-2,5	-3,0	-4,0	-3,0	-3,0	-3,0	-2,0
$U_{зап4}$	-2,5	-3,5	-4,5	-5,5	-4,5	-4,5	-4,5	-2,5

Таблица 2. Результаты измерений (вещество _____)

Номер измерения i	1	2	3	4
$U_{\text{зап}i}$ В				
λ_i нм				
$1/\lambda_i \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$				

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите и запишите в таблицу 2 обратные длины волн $\frac{1}{\lambda}$.
2. Постройте графики зависимости напряжения запирающего $U_{\text{зап}}$ от обратной длины волны $\frac{1}{\lambda}$.
3. Определите постоянную Планка, используя график и формулу

$$h = \frac{e}{c} \cdot \frac{\Delta U_{\text{зап}}}{\Delta \left(\frac{1}{\lambda} \right)}$$

4. По точке пересечения графика с вертикальной осью (когда $\frac{1}{\lambda} \rightarrow 0$) определите значение работы выхода материала фотокатода.
5. Запишите ответы и проанализируйте ответы и графики.

Таблица 3. Значения работы выхода для некоторых материалов

Материал	железо	медь	платина	ртуть	олово	никель	цезий	цинк
$A_{\text{вых}}$, эВ	4,4	4,5	5,4	4,6	4,5	4,6	1,8	4,2

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое фотон?
2. Назовите все модели электромагнитного излучения.
3. Какую модель надо применять для электромагнитного излучения, падающего на фотоэлемент?
4. Какова модель металла, взаимодействующего с электромагнитным излучением при описании фотоэффекта?
5. Напишите формулу энергии фотона.
6. Какова скорость движения фотона в металле?
7. Напишите формулу, связывающую энергию фотона и его массу.
8. Напишите выражение энергии фотона через его импульс.
9. Дайте формулировку внешнего фотоэффекта.

10. Опишите, что происходит с фотоном, падающим на границу металла.
11. Опишите, что происходит со свободным электроном после его взаимодействия с металлом.
12. Опишите, что происходит с электроном, входящим в состав атома металла, после его взаимодействия с фотоном.
14. Что такое работа выхода электронов? Чья это характеристика?
15. Напишите уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
16. Дайте определение красной границы фотоэффекта.
17. Как устроен фотоэлемент?
18. Зачем в фотоэлементе создают вакуум?
19. Почему катод в фотоэлементе называют фотокатодом?
20. Что такое запирающее напряжение?
21. Какие законы сохранения выполняются при движении электрона от фотокатода к аноду?
22. Как движется фотоэлектрон в фотоэлементе при потенциале анода меньше потенциала фотокатода?
23. Как движется фотоэлектрон в фотоэлементе при потенциале анода больше потенциала фотокатода?
24. Как связана кинетическая энергия электрона у катода с его потенциальной энергией у анода и почему?

2.36 Лабораторная работа № 36 (2 часа).

Тема: «Эффект Комптона»

2.36.1 Цель работы: Экспериментальное изучение эффекта Комптона.

2.36.2 Задачи работы:

1. Знакомство с моделями электромагнитного излучения и их использование при анализе процесса рассеяния рентгеновского излучения в веществе.
2. Экспериментальное подтверждение закономерностей эффекта Комптона.
3. Экспериментальное определение комптоновской длины волны электрона.

2.36.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

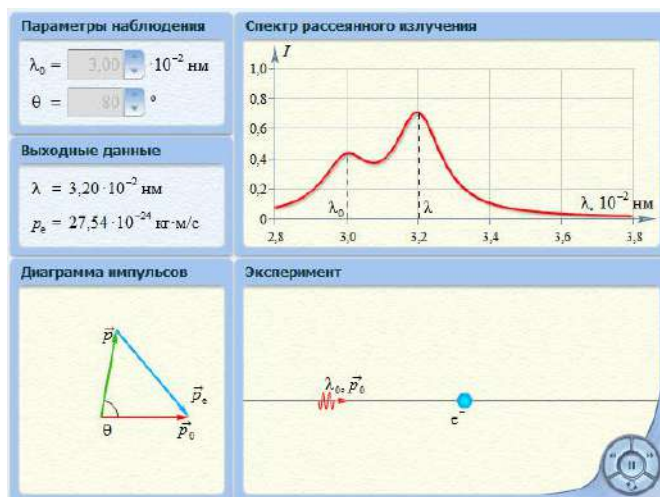
1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.36.4 Описание (ход) работы:

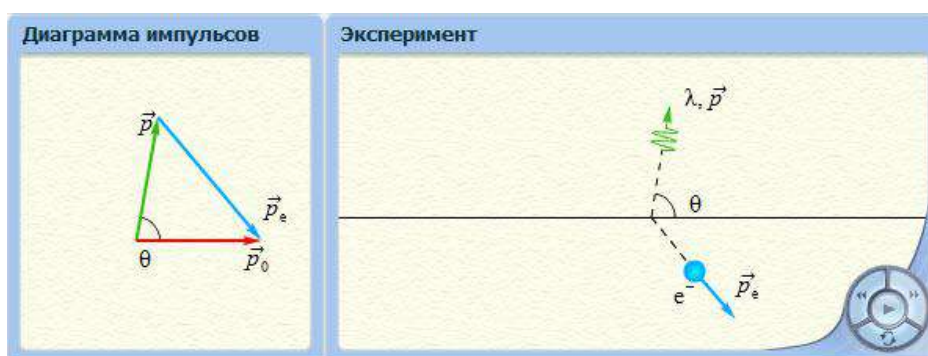
1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Комптоновское рассеяние».
3. Прочитайте краткие теоретические сведения. Зарисуйте необходимое в свой конспект лабораторной работы.

Методика и порядок измерения

1. Внимательно рассмотрите схему эксперимента. При исследовании взаимодействия электромагнитного излучения с веществом используется корпускулярная модель, имеющая вид потока фотонов.



Модель комптоновского рассеяния фотона на электроне. Начальное состояние.



Модель комптоновского рассеяния фотона на электроне. Конечное состояние.

2. Внимательно рассмотрите рисунки и найдите все регуляторы и другие основные элементы и зарисуйте их в свой конспект.

Измерения

1. Подведите маркер мыши к кнопке регулятора длины волны падающего электромагнитного излучения и установите первое значение длины волны λ_{01} из таблицы 1, соответствующее номеру вашей бригады.
2. Подведите маркер мыши к кнопке регулятора угла приёма рассеянного электромагнитного излучения и установите первое значение угла из таблицы 2.
3. Определите по графику и значению в окне «Выходные данные» длину волны λ рассеянного электромагнитного излучения и запишите в первую строку таблицы 2.
4. Изменяйте угол наблюдения с шагом 10^0 и записывайте измеренные значения λ в таблицу 2.
5. Выполнив измерения для всех углов, указанных в таблице 2, установите значение длины волны падающего излучения в соответствии со следующим значением для вашей бригады λ_{02} и λ_{03} из таблицы 1. Повторите измерения длины волны рассеянного излучения, заполняя сначала таблицу 3, а затем и таблицу 4 (аналогичные табл.2).

Таблица 1 (не перерисовывать). Исходные значения длины волны падающего электромагнитного излучения, пм.

Номер бригады	1	2	3	4	5	6	7	8
λ_{01}	30	32	34	36	38	40	42	44
λ_{02}	50	52	54	56	58	60	63	66
λ_{03}	70	72	74	76	78	80	84	90

Таблицы 2, 3 и 4. Результаты измерений. Длина волны $\lambda =$ _____, пм.

Номер измер.	1	2	...	11
$\theta, ^\circ$	60	70		160
$\lambda', \text{ пм}$				
$1 - \cos \theta$				

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите и запишите в таблицы 2, 3 и 4 все требуемые характеристики.
2. Постройте график зависимости изменения длины волны ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$) от разности $(1 - \cos \theta)$ для каждой серии измерений.
3. Определите по наклону графика значение комптоновской длины волны электрона по формуле
$$\lambda_c = \frac{\Delta(\Delta\lambda)}{\Delta(1 - \cos \theta)}$$
4. Вычислите массу электрона, используя формулу для комптоновской длины волны.
5. Запишите ответ и проанализируйте ответ и графики.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Опишите модели, с помощью которых описывается электромагнитное излучение.
2. Назовите области физики, в которых используются соответствующие модели электромагнитного излучения.
3. Что такое луч?
4. Что такое гармоническая волна?
5. Сформулируйте связь между характеристиками электромагнитного излучения в волновой и квантовой моделях.
6. Назовите эффекты, для описания которых надо использовать и волновую и квантовую модели электромагнитного излучения.
7. Опишите модель электромагнитного излучения до падения на вещество.
8. Опишите модель электромагнитного излучения после выхода из вещества
9. Как моделируется электромагнитное излучение при взаимодействии падающего

рентгеновского фотона и свободного электрона вещества?

10. Как моделируется процесс взаимодействия падающего электромагнитного излучения и вещества?

11. Какие законы сохранения выполняются при взаимодействии фотона со свободным электроном в эффекте Комптона?

12. Что такое комптоновская длина волны частицы?

13. Почему эффект Комптона не наблюдается при рассеянии фотонов на электронах, сильно связанных с ядром атома?

14. Как изменяется энергия фотона при его комптоновском рассеянии?

16. Чем отличается масса от массы покоя? Когда они совпадают?

17. Какова масса фотона?

18. С какой скоростью движется фотон?

19. Напишите выражение для импульса фотона.

20. Напишите формулу для комптоновской длины волны электрона.

21. Чему равно максимальное изменение длины волны рассеянного фотона и когда оно наблюдается?

2.37 Лабораторная работа № 37 (2 часа).

Тема: «Спектр излучения атомарного водорода»

2.37.1 Цель работы: Знакомство с планетарной и квантовой моделями атома при моделировании процесса испускания электромагнитного излучения возбуждёнными атомами водорода.

2.37.2 Задачи работы:

1. Экспериментальное подтверждение закономерностей формирования линейчатого спектра излучения атомарного водорода при низких давлениях.

2. Экспериментальное определение постоянной Ридберга.

2.37.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.

2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.37.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».

2. Выберите модель «Второй постулат Бора».

3. Прочитайте краткие теоретические сведения. Оформите конспект.

4. Внимательно рассмотрите на рисунке орбитальную (планетарную) модель атома водорода. Зарисуйте необходимое в свой конспект лабораторной работы.



Рис.1 - Орбитальная модель атома водорода

Измерения

1. Запишите в таблицу 2 величину главного квантового числа n_0 для нижнего уровня энергии данной серии, указанную в таблице 1 для вашей бригады. Запишите туда же название соответствующей серии.

2. Подведите маркер мыши к круглой кнопке (в окне «Перейти на уровень»), соответствующей уровню энергии электрона с номером n_i и щёлкните левую кнопку мыши.

3. Подведите маркер мыши к кнопке для уровня энергии электрона с номером $n_i = n_0 + 1$, большим, чем n_0 , и щёлкните левую кнопку мыши.

4. Наблюдайте и зарисуйте фотографию модели атома водорода (в левом поле), а также стрелки в правом верхнем поле и отметку в нижнем поле, соответствующие линии в данной серии.

5. Запишите в таблицу 2 длину волны данной серии.

6. Повторите измерения, начиная с пункта 2 для других уровней данной спектральной серии ($n_2 = n_0 + 2$, $n_3 = n_0 + 3...$).

Таблица 1 (не перерисовывать). **Начальные условия.**

Номер бригады	Гл. кв. число ниж. уровня n_0
1 и 5	1
2 и 6	2
3 и 7	3
4 и 8	4

Таблица 2. Результаты измерений. Серия _____, $n =$ _____

Номер линии i	n_i	$\frac{1}{n_i^2}$	λ_i , мкм	$\frac{1}{\lambda_i}$, мкм ⁻¹
1				
2				
3				
4				

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите и запишите в таблицу 2 обратные длины волн $\frac{1}{\lambda}$.
2. Определите, переходу между какими квантовыми состояниями электрона в атоме водорода, соответствует каждая линия излучения. Запишите в таблицу значения n .
3. Постройте график зависимости обратной длины волны $\frac{1}{\lambda}$ от обратного квадрата главного квантового числа $\frac{1}{n^2}$ для данной спектральной серии.
4. Определите по наклону графика значение постоянной Ридберга по формуле

$$R = \frac{\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)}{\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)}$$

5. Запишите ответ и проанализируйте ответ и графики.

Табличное значение постоянной Ридберга $R = 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое спектр электромагнитного излучения?
2. Что такое линейчатый спектр электромагнитного излучения?
3. Что является источником линейчатого спектра?
4. Что такое полосатый спектр электромагнитного излучения и что является его источником?
5. При каких условиях излучается сплошной спектр излучения?
6. Опишите планетарную модель атома.
7. При каких условиях электроны в атоме излучают или поглощают электромагнитное излучение?
8. Как связаны друг с другом характеристики фотона и электрона, который излучает данный фотон?
9. Какое уравнение используется для анализа квантовой модели атома?
10. Что является решением этого уравнения?
11. Как описывается электрон и его движение в квантовой модели атома?
12. Что определяет квадрат модуля волновой функции?

13. Дайте определение орбитали электрона в атоме.
14. Что определяет главное квантовое число? Напишите формулу для его нахождения.
15. Что определяет азимутальное квантовое число? Напишите формулу для его нахождения.
16. Что определяет магнитное квантовое число? Напишите формулу для его нахождения.
17. Что такое спин электрона?
18. Что определяет спиновое квантовое число? Напишите формулу для его нахождения.
19. Что определяет магнитное квантовое число? Напишите формулу для его нахождения.
20. Что такое вырожденные состояния?
21. Как определить кратность вырождения состояния?
22. Может ли электрон иметь состояние 2d и почему?
23. Сформулируйте правило отбора.
24. Что такое спектральная серия?
25. Назовите названия спектральных серий излучения атомарного водорода. Запишите условия для их возникновения.

2.38 Лабораторная работа № 38 (2 часа).

Тема: «Дифракция электронов»

2.38.1 Цель работы: Исследование с помощью компьютерной модели процессов взаимодействия пучка электронов с экраном, имеющим узкую прямоугольную щель.

2.38.2 Задачи работы:

1. Исследование с помощью компьютерной модели процессов взаимодействия пучка электронов с непрозрачным для электронов экраном, имеющим узкую прямоугольную щель (отверстие).
2. Определение характеристик движения электронов пучка.

2.38.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – ООО «Физикон», 2014.

2.38.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите в экранном меню модель «Принцип неопределённости Гейзенберга».
3. Прочитайте краткие теоретические сведения. Зарисуйте необходимое в свой конспект лабораторной работы.

Методика и порядок измерения

1. Внимательно рассмотрите схему эксперимента. На рисунке 1 представлено изображение экрана компьютера, на котором моделируется прохождение пучка

электронов через отверстие в диафрагме.

Слева на непрозрачную для электронов диафрагму (рис.1) со щелью шириной Δx движется горизонтально поток электронов, имеющих одну и ту же скорость, и импульс. При движении через щель электроны могут изменить направление своего движения, приобретя дополнительный импульс в вертикальном направлении.

При попадании электронов на экран на нём будут наблюдаться вспышки. Количество вспышек на единице площади в единицу времени имеет вид кривой с несколькими максимумами и минимумами (на рисунке справа). Величина отклонения точек кривой по горизонтали (I) пропорциональна количеству электронов, попадающих за единицу времени в зону экрана с координатой x .

Действительно, волна де Бройля, приписываемая электрону, при дальнейшем развитии квантовой механики была заменена Шредингером на волновую функцию, определяющую плотность вероятности попадания электрона в зону вблизи данной точки с координатой x , то и подтверждается в данном компьютерном эксперименте.

2. Щёлкните мышью по кнопке «Пуск». Через 10 с снова щёлкните мышью по той же кнопке (которая теперь называется «Пауза») и процесс остановится.

3. Рассмотрите светящиеся точки. Они соответствуют электронам, попавшим к данному моменту времени на экран. Выделите на экране группу электронов, соответствующих первому максимуму дифракционной картины (выше нулевого максимума и ниже второго). Нажмите кнопку «Сброс», затем кнопку «Пуск» и остановите процесс, нажав кнопку «Пауза», когда количество вспышек электронов в зоне первого максимума составит 5-7. Если вспышек мало, можете снова продолжить процесс, снова нажав кнопку «Пуск».

4. Подготовьте таблицы для измерений и получите у преподавателя допуск для выполнения лабораторной работы.

Таблица 1 (не перерисовывать). Значения ширины щели $\Delta x \cdot 10^{-10}$ м для разных бригад.

Номера бригад	Первый эксперимент	Второй эксперимент	Третий эксперимент	Четвертый эксперимент
2 и 6	2,1	2,6	3,1	3,6
3 и 7	2,2	2,7	3,2	3,7
4 и 8	2,3	2,8	3,3	3,8

Таблица 2. Координаты электронов первого дифракционного максимума.
Ширина щели $\Delta x_1 = \underline{\hspace{2cm}}$ м.

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
x_i												
Δx_1												

Таблица 3. Координаты электронов первого дифракционного максимума.

Ширина щели $\Delta x_2 = \underline{\hspace{2cm}}$ м.

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
x_i												
 $_2$												

Таблица 4. Координаты электронов первого дифракционного максимума.
Ширина щели $\Delta x_3 = \underline{\hspace{2cm}}$ м.

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
x_i												
 $_3$												

Таблица 5. Координаты электронов первого дифракционного максимума.
Ширина щели $\Delta x_4 = \underline{\hspace{2cm}}$ м.

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
x_i												
 $_4$												

Измерения

1. Установите для модели вид экрана «Одна щель (кнопки слева внизу).
2. Щёлкните кнопку «Сброс» для очистки поля модели.
3. Установите ширину щели по таблице 1 в соответствии с номером вашей бригады.
4. Щёлкните мышью по кнопке «Пуск». Снова щёлкните по кнопке (которая теперь называется «Пауза»), когда количество электронов в зоне первого максимума дифракционной картины составит 5-7.
5. Прикладывая горизонтально лист бумаги или линейку, соедините положение каждого электрона первого максимума с графиком и подведите маркер мыши к точке графика. По информации в всплывающем окне определите координаты X_i всех электронов этой группы, начиная с верхнего. Запишите результаты в соответствующую строку таблицы 2.
6. Закончив измерение и запись координат всех электронов первого максимума, щёлкните кнопку «Выбор» и установите следующее значение ширины щели по таблице 1.
7. Повторите измерения согласно пунктам 5-8, записывая результаты в таблицы 3-5.

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите средние значения координат электронов первого дифракционного максимума при каждом значении ширины щели $\langle \Delta x \rangle$ и запишите в соответствующие таблицы 2-5.

2. Постройте график зависимости среднего значения координаты первого максимума от обратной ширины щели $\langle x \rangle = f(1/x)$.

3. По графику или обработав точки методом наименьших квадратов определите наклон прямой и, подставив его в формулу (8), вычислите длину волны электрона.

$$\lambda = \frac{2}{3L} \cdot \frac{\Delta(x_{m1})}{\Delta(\frac{1}{\Delta x})}$$

(8)

4. Сделайте вывод по полученному графику зависимости $\langle x \rangle = f(1/x)$, сравнивая его с формулой (7).

$$x_{m1} = L \cdot \sin(\theta_1^{\max}) = \frac{3L\lambda}{2\Delta x} = \frac{3L\lambda}{2} \cdot \left(\frac{1}{\Delta x} \right)$$

(7)

5. Сделайте вывод по полученному значению λ , сравнивая его с числом, приведенным на экране компьютера.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Сформулируйте модель, описывающую состояние движения микрообъекта, применяемую в квантовой физике.
2. Какая классическая модель электромагнитного излучения применяется в электромагнетизме?
3. Назовите примеры классических моделей объектов, применяемых в механике.
4. Какую модель надо применять при исследовании движения самолёта из Москвы в Сочи?
5. Каково устройство электронно-лучевой трубки?
6. Какова волновая модель электрона, движущегося с постоянной скоростью*?
7. Напишите формулу для длины волны де Бройля.
8. Что такое явление дифракции?
9. Как выглядит волновая функция свободно движущейся частицы?
10. Почему у электрона, проходящего через щель, появляется вертикальная (в данной компьютерной установке) составляющая импульса?
11. Каков физический смысл волны (волновой функции), приписываемой электрону?
12. Напишите соотношение для синуса угла минимума при дифракции на прямоугольной щели.
13. Напишите соотношение для синуса угла максимума при дифракции на прямоугольной щели.
14. Чему прямо пропорционально смещение x первого максимума дифракционной картины на экране?
15. Какой формы график вы ожидаете получить для зависимости $\langle x \rangle = f(1/x)$.

2.39 Лабораторная работа № 39 (2 часа).

Тема: «Прохождение электромагнитного излучения через вещество»

2.39.1 Цель работы: Исследование процессов и закономерностей взаимодействия электромагнитного излучения с веществом.

2.39.2 Задачи работы:

1. Исследование с помощью компьютерного эксперимента процессов и закономерностей взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, в частности, поглощения и усиления этого излучения при распространении в активной среде.

2.39.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – 000 «Физикон», 2014.

2.39.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите модель «Двухуровневая модель лазера».
3. Прочитайте и законспектируйте краткие теоретические сведения. Ответьте на контрольные вопросы. Оформите конспект лабораторной работы и подготовьте таблицы в соответствии с требованиями по оформлению

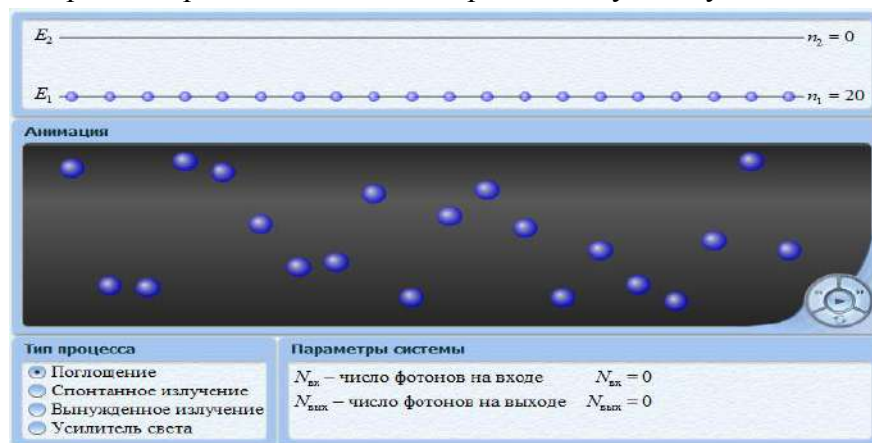
Методика и порядок измерения

В данной лабораторной работе (рис.1) используется компьютерная модель «двухуровневой среды», в которой предполагается, что

- все 20 атомов одинаковы и неподвижны,
- все валентные электроны, по одному на каждый атом, могут иметь только 2 энергетических состояния: нижнее с энергией E_1 и верхнее с энергией E_2 .

При этом с помощью модели можно моделировать разные процессы:

1. процесс только поглощения ЭМИ без реализации процессов спонтанного и индуцированного излучения;
2. процесс только спонтанного излучения из состояния с полностью возбуждённой средой;
3. процесс только индуцированного (вынужденного) излучения, без спонтанного;
4. процесс прохождения ЭМИ через активную зону с накачкой



Модель для исследования процесса поглощения ЭМИ веществом

Замечания

1. В модели течение времени сильно замедлено. 1 секунда в модели соответствует 1 наносекунде реального времени.
2. Интенсивность падающего на вещество излучения считается постоянной с момента включения.

Таблица 1 (не перерисовывать). Значения уровня накачки.

№ бригады	1	2	3	4	5	6	7	8
p (отн. ед.)	30	40	50	60	70	80	90	100

Таблица 2. Количество заполненных состояний нижнего уровня $n_1(t)$. Только поглощение.

t, c	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65
1	20													
2	20													
3	20													
4	20													
5	20													
6	20													
$\langle n_1 \rangle$	20													
$-\ln(\langle n_1 \rangle / 20)$	0													

Таблица 3. Количество заполненных состояний верхнего уровня $n_2(t)$. Только спонтанное излучение.

t, c	0	5	10	15	20	25	30
1	20						
2	20						
3	20						
4	20						
5	20						
6	20						
$\langle n_2 \rangle$	20						
$-\ln(\langle n_2 \rangle / 20)$	0						

Таблица 4. Количество заполненных состояний верхнего уровня $n_2(t)$. Только индуцированное излучение.

t, c	0	5	10	15	20	25	30
1	20						
2	20						
3	20						
4	20						
5	20						
6	20						
$\langle n_2 \rangle$	20						
$-\ln(\langle n_2 \rangle / 20)$	0						

Таблица 5. Количество заполненных состояний обоих уровней и количество фотонов на входе $N_{\text{вх}}$ и выходе $N_{\text{вых}}$.
Интенсивность (уровень) накачки p (отн. ед.) = _____

t (мин)	1	2	3	4	5	6	Среднее
n_1							
n_2							
n_2/n_1							
$N_{\text{вх}}$							
$N_{\text{вых}}$							
K							

Измерения

Эксперимент 1. Исследование резонансного поглощения излучения веществом.

1. Выберите режим «Поглощение»
2. Включите часы Windows, выберите «Настройка даты/времени» и перенесите окно с часами в удобное место.
3. При прохождении стрелки часов через удобное деление щёлкните мышью «Пуск».
4. Через 5 секунд повторно щёлкните по той же кнопке, что остановит процесс.
5. Запишите появившееся справа сверху значение количества заполненных состояний стационарного уровня n_1 в первой строке таблицы 2.
6. Повторяйте действия согласно пунктам 3 – 5, пока не заполнится вся строка таблицы.
7. Нажмите кнопку «Сброс» и повторите действия согласно пунктам 3-6, заполняя вторую строку таблицы 2.
8. Измерив 6 раз значения $n_2(t)$, перейдите к следующему эксперименту.

Эксперимент 2. Исследование спонтанного излучения.

1. Выберите режим «Спонтанное излучение» и нажмите кнопку «Сброс».
2. Щёлкните мышью по кнопке «Пуск».
3. Через 5 секунд повторно щёлкните по той же кнопке, что остановит процесс.
4. Запишите появившееся значение количества заполненных состояний возбуждённого уровня n_2 в соответствующей строке таблицы 3.
5. Повторяйте действия согласно пунктам 2-4, пока не заполнится вся строка.
6. Нажмите кнопку «Сброс» и повторите действия пунктов 2-5, заполняя следующую строку таблицы.
7. Измерив 6 раз значения $n_2(t)$, переходите к следующему эксперименту.

Эксперимент 3. Исследование индуцированного излучения.

1. Выберите режим «Индукционное излучение» и нажмите кнопку «Сброс». Обратите внимание на то, что все доступные состояния на возбуждённом уровне будут заняты.
2. При прохождении стрелки на часах через удобное деление щёлкните мышью по кнопке «Пуск».
3. Через 5 секунд повторно щёлкните по той же кнопке, что остановит процесс.
4. Запишите появившееся справа сверху значение количества заполненных состояний стационарного уровня n_1 в первой строке таблицы 4.
5. Повторяйте действия пунктов 3-5, пока не заполнится вся строка таблицы.
6. Нажмите кнопку «Сброс» и повторите действия пунктов 3-6, заполняя вторую строку таблицы 3.
7. Измерив 6 раз значения $n_2(t)$, переходите к следующему эксперименту.

Эксперимент 4. Исследование усиления электромагнитного излучения при распространении в активной зоне.

1. Выберите режим «Усилитель света» и нажмите кнопку «Выбор». Обратите внимание на то, все доступные состояния на возбуждённом уровне будут свободны. Установите интенсивность света накачки в соответствии с величиной из таблицы 1 для вашей бригады.
2. Нажмите кнопку «Пуск» при прохождении стрелки на часах через удобное деление, после чего начнётся накачка. Надо подождать окончания процесса установления, который длится около 1 минуты.
3. В момент времени, указанный первым в таблице 6, повторно щёлкните по той же кнопке, что остановит процесс, происходящий в модели.
4. Запишите появившиеся на модели величины заселённости уровней n_1 и n_2 , а также количества вошедших фотонов $N_{\text{вх}}$, вышедших фотонов $N_{\text{вых}}$ и коэффициента усиления K в первом столбце таблицы 5.
5. При прохождении стрелки на часах через удобное деление щёлкните мышью по кнопке «Пуск» и через 1 минуту повторно нажмите ту же кнопку.
6. Повторите действия согласно пунктам 4-5, пока не заполнятся все столбцы таблицы.

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Вычислите средние значения всех измеренных характеристик и заполните соответствующие строки в каждой таблице.
2. Вычислите логарифмы относительных концентрация и заполните с соответствующие строки в таблицах 2, 3 и 4.
3. По эксперименту 4 вычислите заселённость второго уровня n_2/n_1 , вычислите средние значения, заполните последний столбец таблицы 5.
4. На одном чертеже постройте графики зависимости логарифма относительной заселённости уровня и обратным знаком от времени для экспериментов 1, 2 и 3.
5. По заданию преподавателя обработайте полученные результаты методом наименьших квадратов.
6. Сделайте выводы по графикам для экспериментов 1, 2 и 3, сравнивая их с теоретическими зависимостями (1'), (2'), (3').
7. Используя графики (или результаты обработки по методу наименьших квадратов) определите постоянные времени процессов поглощения τ_B , спонтанного излучения τ_{II} и индуцированного излучения τ_{III} . Используйте общую формулу $\tau = \frac{\Delta t}{\Delta(-\ln(...))}$
- где Δ - длины соответствующих катетов из графиков.
8. Вычислите значение константы С, используя формулу (7).
9. Сформулируйте физический смысл этой константы.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Назовите основные процессы, которыми сопровождается распространение электромагнитного излучения внутри вещества.
2. Что такое фотоны?
3. Напишите формулу энергии фотона.
4. Что такое валентный электрон?
5. Что такое рассеяние и каково условие его появления?
6. Каково условие резонансного поглощения излучения веществом?
7. Как изменяется со временем количество электронов на нижнем энергетическом уровне при резонансном поглощении?
8. Что такое постоянная времени перехода электронов в возбуждённое состояние?
9. Что такое спонтанное излучение?
10. Как изменяется со временем количество электронов на нижнем энергетическом уровне при спонтанном поглощении?
11. Что такое индуцированное излучение?
12. Сформулируйте зависимость интенсивности потока фотонов $u(L)$ от расстояния L , проходимого излучением в веществе.
13. Нарисуйте график зависимости $u(L)$?
14. От чего зависит коэффициент затухания излучения в данном эксперименте?
15. Каково условие усиления электромагнитного излучения при его распространении в веществе?

2.40 Лабораторная работа № 40 (2 часа).

Тема: «Ядра атомов»

2.40.1 Цель работы: Знакомство с основными свойствами ядер атомов.

2.40.2 Задачи работы:

1. Знакомство с основными свойствами ядер атомов.
2. Исследование состава ядер и его влияния на количество изотопов.

2.40.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер.
2. ПО «Виртуальный практикум по физике для вузов» – 000 «Физикон», 2014.

2.40.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу «Виртуальный практикум по физике для вузов».
2. Выберите работу «Ядра атомов».
3. Прочитайте и законспектируйте краткие теоретические сведения. Подготовьте таблицы для заполнения во время измерений.

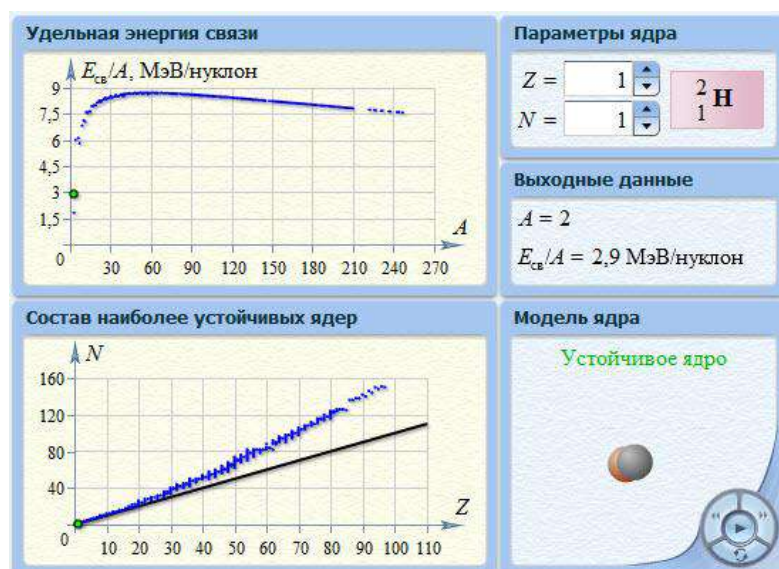
Методика и порядок измерения

1. Выберите раздел «Квантовая физика» и модель «Энергия связи ядра».

На рисунке 1 представлено изображение экрана, на котором даны результаты экспериментальных исследований устойчивости ядер и удельной энергии связи нуклонов в ядре в зависимости от состава ядра.

В окне «Состав наиболее устойчивых ядер» на графике представлена совокупность точек, соответствующих составу ядер (Z и N) всех химических элементов, встречающихся в природе. Фиксируя количество протонов Z , входящих в состав ядра, мы задаём химические свойства вещества, состоящего из атомов с такими ядрами. Изменяя количество нейтронов N при фиксированном количестве протонов, получаем изотопы данного химического элемента. Ядра полученного изотопа могут быть как стабильными, так и нестабильными. Это свойство ядер можно наблюдать на изображении, помещённом в правом нижнем углу модели. Каждый стабильный изотоп при наведении маркера мыши изображается зелёной точкой на графике $N(Z)$. Нестабильный изотоп имеет красный цвет соответствующей точки на этом графике.

При исследованиях на данной компьютерной модели требуется определить количество стабильных изотопов для химических элементов, заданных для каждой бригады студентов.



Модель для исследования устойчивости ядер

Замечание. По графику, приведённому сверху на рисунке 1, вы можете наблюдать, как зависит удельная энергия связи нуклонов в ядре $E_{\text{св}}$ от его состава (количества нуклонов).

Таблица 1 (не перерисовывать). Исходные данные.

Номера бригад	Количество протонов в ядре – Z												
1 и 5	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
2 и 6	58	57	56	55	54	53	52	51	50	49	48	47	46
3 и 7	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58
4 и 8	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14

Таблица 2. Результаты измерений и расчётов (14 строк). Бригада № _____

Количество протонов в ядре Z	Количество нейтронов в ядре изотопа – N												Количество изотопов $N_{\text{из}}$

Измерения

1. С помощью регулировки установите количество протонов Z , заданное в строке для вашей бригады и первом столбце таблицы 1.
2. Запишите значение Z в первом столбце таблицы 2. С помощью регулятора установите количество нейтронов N , равное количеству протонов Z .
3. Нажмите кнопку «Пуск». Если ядро неустойчиво, оно будет распадаться, и надо увеличить количество нейтронов на 1 и повторить действия пункта 3.
4. Если ядро устойчиво, оно не будет распадаться, и на экране красная точка станет зелёной. Запишите количество нейтронов N в таблицу 2.
5. Увеличьте количество нейтронов на 1. Если ядро устойчиво, запишите количество нейтронов N в таблицу 2.
6. Повторите действия пункта 5 пока не получите подряд несколько неустойчивых ядер, а красная точка на удалится от синих точек на нижнем графике. Тогда измените количество протонов, как указано в таблице 2 для вашей бригады. Повторите действия, начиная с пункта 2 и записывая результаты в следующей строке таблицы 2.

Обработка результатов и оформление отчёта

1. Подсчитайте количество изотопов для каждого химического элемента и внесите в соответствующий столбец таблицы 2.
2. Сделайте вывод по количеству изотопов химических элементов в заданном диапазоне порядковых номеров. Объясните причину такого количества.
3. Постройте график зависимости количества изотопов $N_{\text{из}}$ от количества протонов Z только для чётных Z .

4. Сделайте вывод о форме графика $N_{из}(Z)$.
5. По положению максимума на графике оцените значение магического числа.
6. Сравните значение магического числа, полученное экспериментально, с теоретическим значением числа, расположенным в данном диапазоне изменения Z .
7. Сделайте вывод о количестве изотопов у веществ, ядра которых имеют нечётное количество протонов Z .

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называют ядром атома?
2. Что такое нуклон?
3. Что такое зарядовое число ядра и чему оно равно?
4. Что определяет порядковый номер химического элемента в таблице Менделеева?
5. В чём состоит главное отличие нейтрона от протона?
6. Какие характеристики нейтрона точно совпадают с аналогичными характеристиками протона?
7. Что можно сказать о количестве протонов и нейтронов в ядрах?
8. Что такое изотопы?
9. Назовите наиболее известные модели ядра?
10. Опишите особенности капельной модели ядра.
11. Опишите движение нуклона в ядре согласно оболочечной модели ядра.
12. Напишите формулу энергии одномерного квантового осциллятора.
13. Напишите формулу энергии трёхмерного квантового осциллятора.
14. Сколько квантовых чисел определяют доступное квантовое состояние нуклона в ядре? Назовите их обозначения и числовые значения.
15. Какие свойства будут существенно разными у химических элементов, имеющих ядра с чётным и нечётным количеством протонов?
16. Что такое магические ядра?
17. Что такое дважды магические ядра?
18. Напишите формулу для определения магических чисел.
19. Много или мало изотопов в среднем, по вашему предположению, будут иметь химические элементы в заданном для вашей бригады диапазоне изменения Z и почему?
20. Как примерно должен выглядеть график $N_{из}(Z)$ с учётом значений Z для вашей бригады, приведенных в таблице 1?

2.41 Лабораторная работа № 41 (2 часа).

Тема: «Измерение радиоактивного излучения»

2.41.1 Цель работы:

1. Ознакомиться с явлением радиоактивности.
2. Изучить принцип работы и правила применения дозиметра радиоактивного излучения.

2.41.2 Задачи работы:

1. Ознакомиться с явлением радиоактивности.
2. Изучить принцип работы и правила применения дозиметра радиоактивного излучения.
3. Измерение радиационного фона и мощности дозы радиоактивного излучения.

2.41.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Индикатор радиоактивности «Радекс».
2. Кювета с минеральным удобрением «Калий сернокислый» или радиоактивный препарат из учебного набора.
3. Штатив лабораторный.

2.41.4 Описание (ход) работы:

Задание 1. Изучить теоретическое введение и записать основные необходимые сведения (основные определения, законы, формулы и контрольные вопросы).

1. Строение атомного ядра. Атомное ядро любого химического элемента состоит из протонов (p) – положительно заряженных частиц и из нейтронов (n) – частиц, не имеющих электрического заряда. Протоны и нейтроны имеют общее название – нуклоны. Заряд протона равен модулю заряда электрона. Число протонов в ядре совпадает с порядковым номером химического элемента в периодической системе элементов, обозначается буквой Z и называется зарядовым числом. Число нейтронов в ядре обозначается буквой N . Общее число протонов Z и нейтронов N в ядре называется массовым числом A .

$$A = Z + N$$

Атом химического элемента обозначается символом X , а его ядро символом ${}^A_ZX$, где A – массовое число, Z – зарядовое число ядра. Заряд ядра равен Ze , здесь e – элементарный заряд. Например, в состав ядра гелия входят два протона и два нейтрона, поэтому его символ ${}^4_2He$.

Атомы с одним и тем же зарядом ядра Ze , но с разным массовым числом A называются изотопами. Ядра изотопов химического элемента содержат одинаковое число протонов Z , но разное число нейтронов N . Изотопы имеют одинаковое строение электронных оболочек атомов, практически одинаковые химические свойства и занимают одно и то же место в Периодической системе элементов Д.И.Менделеева. У каждого химического элемента в большинстве случаев существует постоянное содержание различных изотопов. Изотопы гелия: ${}^4_2He$, ${}^3_2He$, ${}^6_2He$.

Ядра атомов представляют собой устойчивые образования, хотя между положительными протонами существует кулоновское отталкивание. Устойчивость ядер означает, что между нуклонами в ядрах действуют особые силы притяжения, значительно большие сил кулоновского отталкивания между протонами. Силы притяжения, удерживающие протоны и нейтроны в атомном ядре, называют ядерными силами.

Ядерные силы имеют неэлектростатическую природу. Для них характерна зарядовая независимость, то есть силы взаимодействия протона с нейтроном, нейтрона с нейтроном и протона с протоном примерно одинаковы. Ядерные силы короткодействующие, они проявляются лишь на малых расстояниях, порядка 10^{-15} м. Кроме того им свойственно насыщение, когда каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов.

2. Радиоактивность. В 1896 г. французский физик А.Беккерель установил, что соли урана испускают невидимое проникающее излучение (лучи), которое не было известно в то время. Вещества, испускающие эти излучения, были названы радиоактивными, а свойство вещества, связанное с наличием этих излучений, - радиоактивностью.

Радиоактивность – явление самопроизвольного (спонтанного) превращения атомных ядер в другие ядра с испусканием различных видов излучений.

Различают естественную и искусственную радиоактивность. Естественная радиоактивность наблюдается у неустойчивых (нестабильных) изотопов, существующих в природе. Искусственная радиоактивность наблюдается у изотопов, полученных в ядерных реакциях.

Радиоактивное излучение по составу неоднородно. Было обнаружено, что излучение, испускаемое радиоактивным элементом, в магнитном поле разделяется на три вида, которые назвали α – излучение (лучи), β – излучение, γ – излучение (рис.1).

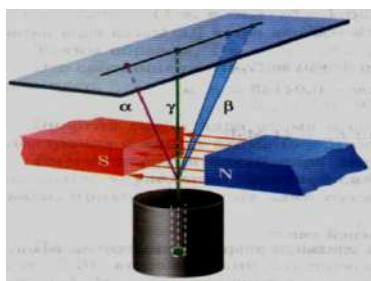


Рис.1 - Схема расщепления в магнитном поле радиоактивного излучения

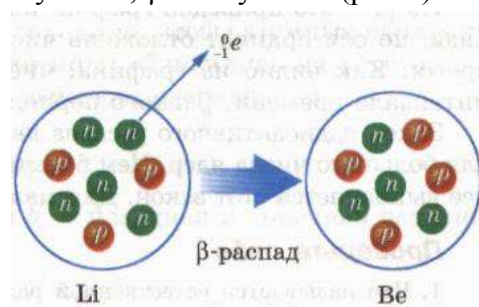


Рис. 2 – Схема β – распада ядра лития Li

Дальнейшие исследования установили природу радиоактивных излучений.

α (альфа) – излучение представляет собой поток ядер гелия ${}^4_2\text{He}$, обладающих высокой энергией. Это излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью.

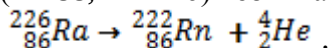
β (бета) – излучение представляет поток быстрых электронов. Оно также отклоняется электрическим и магнитным полями, его ионизирующая способность значительно меньше, а проникающая способность гораздо больше, чем у α – частиц.

γ (гамма) – излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение с очень малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м. Оно обладает ярко выраженными корпускулярными свойствами и потому является потоком частиц, называемых γ (гамма)-квантами. При испускании γ – излучения параметры ядра не меняются, ядро лишь переходит в состояние с меньшей энергией. Это излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью.

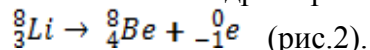
Радиоактивные превращения атомных ядер, сопровождающиеся испусканием α – и β – излучений, называют α – распадом и β – распадом, соответственно. Ядро, испытывающее радиоактивный распад, называют материнским, а ядро, возникающее после распада называют дочерним.

Испускание α – частицы материнским ядром приводит к образованию дочернего ядра, массовое число которого меньше на 4 единицы, чем у исходного А. При этом зарядовое число у дочернего ядра меньше на 2 единицы, чем у исходного, материнского ядра Z, то есть в результате α – распада порядковый номер элемента в таблице

Менделеева уменьшается на две единицы. Например, при испускании α – частицы ядром радия ($Z=88$, $A=226$) возникает ядро радона ($Z=86$, $A=222$) согласно уравнению:



При β – распаде материнское ядро превращается в дочернее с таким же массовым числом A . Массовое число не изменится, поскольку масса испускаемого электрона очень мала. А зарядовое число Z увеличивается на единицу, то есть порядковый номер у нового, дочернего ядра на единицу больше, чем у исходного, материнского. При β – распаде в ядре происходит превращение нейтрона в протон. Например, при β – распаде ядра изотопа лития ${}^8_3\text{Li}$ возникает ядро бериллия ${}^8_4\text{Be}$ согласно уравнению:



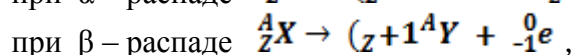
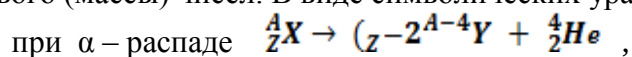
При испускании γ (гамма) – излучения в ядре происходит перегруппировка нуклонов, при которой зарядовое Z и массовое A числа не изменяются.

В общем виде смещение ядер в Периодической таблице элементов при радиоактивных распадах подчиняется правилам смещения:

Правило 1. Сумма зарядовых чисел возникающих ядер и частиц равна зарядовому числу исходного, материнского ядра.

Правило 2. Сумма массовых чисел возникающих ядер и частиц равна массовому числу исходного, материнского ядра.

Правила смещения являются следствием законов сохранения зарядового (заряда) и массового (массы) чисел. В виде символических уравнений они записываются так:



здесь ${}^A_Z\text{X}$ – символ исходного, материнского ядра, Y – символ дочернего ядра, ${}^4_2\text{He}$ – символ ядра изотопа гелия, ${}^0_{-1}e$ – символ электрона.

Получившееся в результате радиоактивного распада дочернее ядро может оказаться также радиоактивным, последующие тоже и так далее. В результате возникает целый ряд радиоактивных превращений элементов. В природе известны три радиоактивных ряда или семейства, родоначальниками которых являются изотопы урана и тория, . Конечным продуктом во всех этих случаях являются изотопы свинца.

Число радиоактивных ядер уменьшается со временем.

Закон радиоактивного распада имеет вид:
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

где N_0 – начальное число радиоактивных ядер, N – число нераспавшихся ядер в момент времени t , λ – постоянная радиоактивного распада. Закон радиоактивного распада является статистическим и выполняется только для очень большого числа радиоактивных ядер.

Для характеристики продолжительности жизни радиоактивных ядер применяется величина, называемая периодом полураспада $T_{1/2}$. Период полураспада – это время, в течение которого распадается половина первоначального числа радиоактивных ядер.

Период полураспада связан с постоянной радиоактивного распада λ выражением

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

. Используя период полураспада, закон радиоактивного распада можно

$$N = N_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \quad (2)$$

записать в виде:

Периоды полураспада радиоактивных изотопов лежат в широком диапазоне, от миллионных долей секунды до миллиардов лет и более. Химические элементы с $Z > 92$ получают искусственным путём.

На рисунке 3 приведен график, иллюстрирующий закон радиоактивного распада. По оси ординат отложено число радиоактивных ядер N , по оси абсцисс – время t . Как

видно, число нераспавшихся ядер в течение любого интервала времени, равного периоду полураспада, уменьшается в два раза.

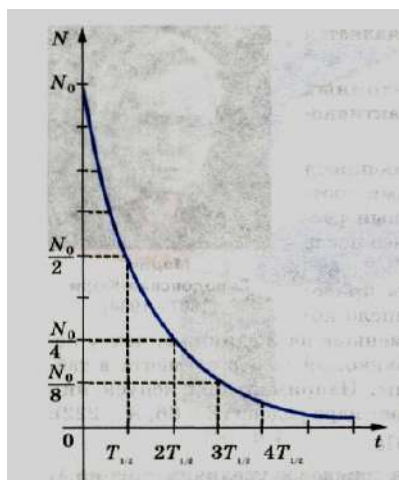


Рис.3 – График зависимости числа нераспавшихся радиоактивных ядер N от времени t

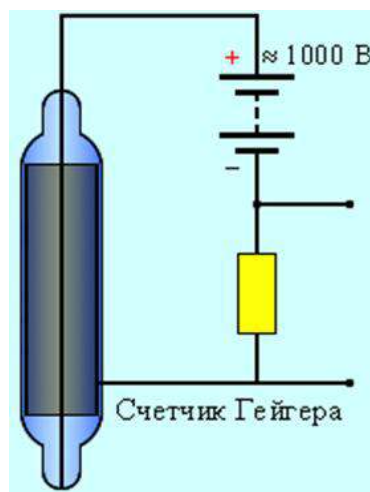


Рис.4 – Электрическая схема счётчика Гейгера

3. Приборы для регистрации радиоактивных излучений и частиц.

Взаимодействуя с веществом радиоактивное излучение проявляет различные свойства: оказывает химическое действие; вызывает ионизацию газов, а иногда и твёрдых тел, и жидкостей; возбуждает люминесценцию (свечение) некоторых твёрдых и жидких тел; оказывает сильное биологическое действие на живые организмы. На свойствах радиоактивных излучений основаны экспериментальные методы их обнаружения, исследования и измерения.

Измерение характеристик ионизирующих излучений, от которых зависят радиационные эффекты в облучаемых объектах живой и неживой природы, называется дозиметрией. Приборы, применяемые для измерения уровня и характеристик радиоактивных излучений, называются дозиметрами. Основным элементом любого дозиметра является счётчик Гейгера, который позволяет регистрировать радиоактивные излучения по их ионизирующей способности.

Счётчик Гейгера –Мюллера относится к группе газоразрядных счётчиков. Конструктивно он представляет собой герметически запаянную трубку, к внутренним стенкам которой прилегает тонкий металлический цилиндр – катод K (рис. 4). По оси трубки проходит тонкая металлическая проволока, которая служит анодом A . Трубка заполнена газом. Между катодом и анодом прикладывается высокое напряжение, поэтому заряженная частица, влетая в трубку, ионизирует на своём пути молекулы газа. Электроны, двигаясь к положительно заряженной проволоке (аноду), ускоряются электрическим полем, вызывая лавинную ионизацию других молекул. На резисторе R возникает импульс напряжения, то есть электрический сигнал, который поступает на вход специальной электрической схемы (пересчётной схемы), которая фиксирует попадание частицы в счётчик.

4. Биологическое действие радиоактивных излучений. Под радиоактивным излучением понимают гамма- и рентгеновское излучение, потоки электронов, протонов, α – частиц, ионов тяжёлых элементов. Их источниками являются космическое излучение и радиоактивные изотопы, содержащиеся в атмосфере, почве, строительных материалах, которые образуют естественный радиационный фон. Кроме того, существуют мощные

техногенные источники излучения, особенно в развитых странах. К ним относятся: ядерные реакторы АЭС, научные и технологические ускорители заряженных частиц, рентгеновские и другие медицинские установки.

Радиоактивные излучения оказывают сильное биологическое действие на ткани живого организма, заключающееся в ионизации атомов и молекул вещества. Возбуждённые атомы и ионы обладают сильной химической активностью, поэтому в клетках организма появляются новые химические соединения, чуждые здоровому организму. Под действием ионизирующей радиации разрушаются сложные молекулы и элементы клеточных структур. В человеческом организме нарушается процесс кроветворения, приводящий к дисбалансу белых (лейкоцитов) и красных (эритроцитов) кровяных телец. Человек заболевает лейкозом или так называемой лучевой болезнью. Большие дозы облучения приводят к смерти. Радиоактивные излучения опасны ещё и тем, что даже их большие дозы не воспринимаются органами чувств, отсутствуют болевые ощущения.

Характер воздействия ионизирующего излучения зависит от дозы поглощённого излучения и его вида. Дозой поглощённого излучения называется отношение энергии излучения E , поглощённой облучаемым телом, к его массе m .

$$D = \frac{E}{m}$$

Единица дозы поглощённого излучения – 1 Гр (грей) = 1 Дж/кг. Это доза поглощённого излучения, при которой веществу массой 1 кг передаётся энергия излучения 1 Дж.

При одной и той же дозе поглощённого излучения разные виды излучения вызывают неодинаковый биологический эффект. Различие биологического действия разных видов излучения характеризуют коэффициентом относительной биологической активности (КОБА) или коэффициентом качества k . Коэффициент качества k рентгеновского и гамма-излучения принят за единицу. А биологический эффект любого ионизирующего излучения сравнивают с эффектом от рентгеновского и гамма-излучения. Например, коэффициент качества электронного излучения $k = 1 - 1,5$; для медленных нейтронов он составляет $k = 3 - 5$, а для альфа-излучения $k = 20$.

Для оценки действия излучения на живые организмы применяется специальная величина – эквивалентная доза, которая равна произведению дозы поглощённого излучения на коэффициент качества.

$$H = D \cdot k$$

Единица измерения эквивалентной дозы – 1 Зв (зиверт). 1 Зв равен эквивалентной дозе, при которой доза поглощённого гамма-излучения равна 1 Гр (грею). Величина эквивалентной дозы определяет относительно безопасные и очень опасные для живого организма дозы облучения: допустимая доза облучения $D < 0,25$ Гр; доза облучения, вызывающая лучевую болезнь 1 - 6 Гр; смертельная доза облучения 6 – 10 Гр.

На практике до сих пор используется внесистемная единица экспозиционной дозы – рентген (Р). Рентген – это единица экспозиционной дозы фотонного (электромагнитного) излучения, при прохождении которого через 0,001293 г воздуха создаются ионы, несущие определённый электрический заряд. В системе СИ $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

Поэтому для оценки интенсивности ионизирующего излучения часто применяют в качестве единицы мощности дозы 1 мкР/час. На территории Российской Федерации естественный фон гамма-излучения изменяется в широких пределах: от 5 до 60 мкР/ч.

Задание 2. Ознакомиться с устройством и правилами пользования индикатором радиоактивности (дозиметра) «Радекс».

Индикатор радиоактивности состоит из счётчика Гейгера; регистрирующей системы, включающей пересчётную схему, которая фиксирует попадание частицы в счётчик; дисплей и батарейный отсек. Все устройства заключены в пластмассовый корпус, имеющий вентиляционные прорези. Сквозь левые прорези виден счётчик Гейгера. На верхней панели индикатора находится дисплей и три кнопки, с помощью которых осуществляется управление устройством. Внешний вид индикатора показан на рис.5.

Большая кнопка «Выкл» (на рис.5 – 4) имеет четыре функции: включение и выключение, включение подсветки ЖК-дисплея (1) и возврат в меню.

Кнопка «Меню» (на рис.5– 2) имеет три функции: «Меню» (для входа в меню), «Выбор» и «Измен» (осуществляется выбор пункта меню и его изменение).

Кнопка «Курсор» (на рис.5 – 3) используется в меню для перемещения курсора.

Включение индикатора осуществляется нажатием большой кнопки «Выкл», выключением – продолжительным нажатием этой кнопки.

Работа в меню. Меню позволяет устанавливать удобные настройки: выбор единицы измерения мкЗв/ч или мкР/ч в разделе «Размерность», порог звуковой индикации, включение подсветки.

Порядок и правила измерения

1. Для включения индикатора следует нажать большую кнопку. После этого начинается оценка радиационной обстановки. В течение времени измерения каждый регистрируемый квант сопровождается индикацией на дисплее и коротким звуковым сигналом, если звук включен и отключен порог.

2. Через 10 секунд после включения на дисплее появится первый результат короткого цикла. Наиболее достоверный результат выводится на дисплей после первого цикла измерения, занимающего 40 секунд и отображаемого пиктограммой в виде стороны квадрата « I ». Последующие 40- секундные циклы индицируются такими же пиктограммами. Пиктограмма в виде квадрата соответствует четырём и более циклам измерения.

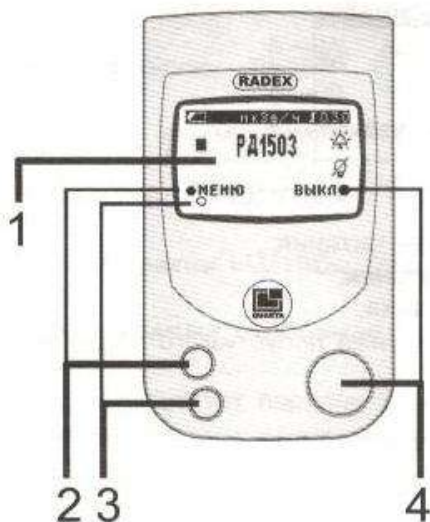


Рис.5 – Внешний вид индикатора радиоактивности «Радекс»

3. Действие ионизирующего излучения имеет статистический, вероятностный характер, поэтому показания индикатора в одинаковых условиях не могут оставаться строго постоянными. Для достоверного определения уровня мощности дозы (радиации) следует проводить от 3 до 5 циклов измерения.

4. При определении радиоактивной загрязнённости продуктов питания, бытовых предметов и т.д. следует приблизить индикатор к объекту обследования на расстояние 5 – 10 мм левой боковой стороной с прорезями и включить индикатор.

5. Радиационное обследование жидкостей проводится над открытой поверхностью жидкости. Для защиты индикатора от попадания в него жидкости в подобных случаях нужно использовать полиэтиленовый пакет (однослойный).

6. Для определения места расположения источника ионизирующего излучения следует перемещать включенный индикатор над поверхностью обследуемого объекта, ориентируясь на частоту звуковых сигналов. В этом случае в настройках меню: звонок – включен, а порог –отключен. Частота звуковых сигналов по мере приближения к источнику будет резко возрастать, а по мере удаления так же резко убывать.

7. Если индикатор зафиксировал мощность дозы более 1,2 мкЗв/ч, следует срочно покинуть эту зону!

Задание 3. Измерить с помощью индикатора радиоактивности «Радекс» мощность дозы естественного радиационного фона в аудитории, на 1-ом этаже учебного корпуса и мощность дозы радиоактивного излучения, исходящего от кюветы с минеральным удобрением, используя единицы измерения мкР/ч и мкЗв/ч. Сравнить полученные результаты и объяснить их. Сделайте вывод.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Из каких частиц состоят ядра атомов?
2. Что называют зарядовым числом, массовым числом?
3. Что такое изотопы? Напишите изотопы водорода и гелия.
4. Что называют радиоактивностью?
5. Что представляет собой альфа-излучение, бета-излучение и гамма-излучение?
6. Как изменяются заряд и масса ядра при α – распаде, при β – распаде, при испускании ядром γ – излучения ? Правила смещения.
7. Сформулируйте закон радиоактивного распада и запишите его формулу.
8. Что такое период полураспада и чему равна его величина у разных изотопов?
9. Какая доля радиоактивных элементов распадается за время, равное двум периодам полураспада?
10. Какая доля радиоактивных атомов останется не распавшейся спустя время, равное трём периодам полураспада?
11. Устройство, назначение и принцип действия счётчика Гейгера.
12. Что называется дозой поглощённого излучения? Единица измерения.
13. Что называется эквивалентной дозой излучения? Единица измерения.
14. Биологическое действие радиоактивных излучений.