МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

ЮЖНО-КАЗАХСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. М.АУЭЗОВА

Кафедра «Физика для технических специальностей»

Пономаренко Е.В.

Сборник тезисов лекций по дисциплине «Физика»
для студентов специальности 5В073000 -
Производство строительных материалов, изделий и конструкций

Шымкент - 2015 г.

УДК 378.6:530.1

Составитель: Пономаренко Е.В. Сборник тезисов лекций по дисциплине «Физика» для студентов специальности 5В073000 – Производство строительных материалов, изделий и конструкций. – Шымкент: Южно-Казахстанский государственный университет им. М.Ауэзова, 2015. – 80 с.

Сборник тезисов лекций составлен в соответствии с требованиями учебного плана и программой дисциплины «Физика» и включает все необходимые сведения по изучению тем лекционных занятий курса.

Сборник тезисов лекций составлен в полном соответствии типовой, рабочей программе дисциплины, силлабусу, календарно-тематическим планом лекций и содержит: введение; тезисы лекций по модулям (тему лекции; план лекции; краткое изложение основных, ключевых моментов по каждой теме дисциплины в виде тезисов; основные понятия; иллюстративный материал; задания для практического применения знаний; контрольные вопросы); заключение; список литературы.

Сборник тезисов лекций предназначен для студентов специальности 5В073000 - Производство строительных материалов, изделий и конструкций.

Рецензенты:
Сайдуллаева Н.С. – к.ф.-м.н., доцент, заведующая кафедрой «Физика для ТС» ЮКГУ им. М.Ауэзова
Спабекова Р.С. – к.х.н., доцент, доцент кафедры «Физика для ТС» ЮКГУ им. М.Ауэзова

Рассмотрено и рекомендовано к печати заседанием кафедры «Физика для ТС» (протокол № 8 от 26.03.2015 г.) и
методической комиссией факультета «Строительство и транспорт» (протокол № 9 от 27.03.2015 г.)

Рекомендовано к изданию Учебно-методическим советом ЮКГУ им. М.Ауэзова, протокол № _____ от «_____»_____201____ г.

© Южно-Казахстанский государственный университет им. М.Ауэзова, 2015 г.

Ответственный за выпуск: Пономаренко Е.В.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ……4
ТЕЗИСЫ ЛЕКЦИЙ ПО МОДУЛЯМ……5
Модуль 1 Механика, молекулярная физика и термодинамика, электростатика
Кинематика и динамика материальной точки……5
Динамика твердого тела. Законы сохранения……11
Элементы механики сплошных сред……16
Механические колебания и волны в упругих средах……20
Основы молекулярной физики и термодинамики……22
Тепловые двигатели. Реальные газы. Явления переноса……27
Электростатика. Постоянный электрический ток……32
Модуль 2 Электромагнетизм, оптика, квантовая и атомная физика……40
Магнитное поле в вакууме……40
Магнитное поле в веществе. Электромагнетизм……42
Электромагнитные колебания и волны……45
Интерференция и дифракция света……51
Электромагнитные волны в веществе……57
Тепловое излучение. Фотоэффект……62
Физика атома и атомного ядра……68
Основы квантовой механики……72
ЗАКЛЮЧЕНИЕ……77
ЛИТЕРАТУРА……78

ВВЕДЕНИЕ

Курс физики, как основа теоретической подготовки инженеров, позволит: ориентироваться в огромном потоке современной научно-технической информации; грамотно и эффективно использовать научно-технические достижения в своей практической деятельности; получить фундаментальную подготовку в области физики, служащей основой теоретической подготовки инженеров, необходимой для освоения специальных дисциплин, таких как общая теплотехника, гидравлика, электротехника, основы промышленной электроники; выработать приемы и навыки проведения экспериментальных научных исследований физических явлений, помогающих в дальнейшем решать конкретные инженерные задачи; развить интеллектуальные, творческие способности.

При изучении дисциплины «Физика» решаются следующие задачи: приобретение знаний физических явлений, законов и теорий, а также границ их применимости; формирование навыков решения обобщенных типовых задач; практическое применение теоретических и экспериментальных методов физического исследования; развитие творческого и критического мышления, навыков самостоятельной познавательной деятельности, в том числе с использованием компьютера; выработка умений и навыков проведения экспериментальных исследований и обработки их результатов; формирование умения выделить конкретное физическое содержание в прикладных задачах будущей специальности, и т.д.

Лекционный комплекс по дисциплине «Физика» включает следующие компоненты: тему лекции; план лекции; краткое изложение основных, ключевых моментов по каждой теме дисциплины в виде тезисов; основные понятия; иллюстративный материал; задания для практического применения знаний по каждой теме лекции; контрольные вопросы; заключение; список литературы. Использование данного методического пособия поможет студентам в изучении дисциплины «Физика».

ТЕЗИСЫ ЛЕКЦИЙ ПО МОДУЛЯМ

МОДУЛЬ 1 МЕХАНИКА, МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА
И ТЕРМОДИНАМИКА, ЭЛЕКТРОСТАТИКА

Лекция 1 (1-2) Кинематика и динамика материальной точки

План

1. Элементы кинематики материальной точки. Скорость и ускорение точки. Нормальное и тангенциальное ускорения.
2. Элементы вращательного движения. Угловая скорость и угловое ускорение, связь с линейными скоростями и ускорениями точек вращающегося тела.
3. Динамика материальной точки и поступательного движения твердого тела. Законы инерции и инерциальные системы отсчета. Законы динамики материальной точки и системы материальных точек.
4. Практическое применение законов кинематики и динамики.

Тезисы

1. Положение материальной точки определяется по отношению к какому-либо другому, произвольно выбранному телу, называемому телом отсчета. С ним связывается система отсчета — совокупность системы координат и часов, связанных с телом отсчета. В декартовой системе координат, используемой наиболее часто, положение точки *A* в данный момент времени по отношению к этой системе характеризуется тремя координатами *x, y* и *z* или радиусом-вектором r, проведенным из начала системы координат в данную точку. Число независимых координат, полностью определяющих положение точки в пространстве, называется числом степеней свободы. Если материальная точка свободно движется в пространстве, то она обладает тремя степенями свободы (*x, y* и *z*); если она движется по плоскости, то - двумя степенями свободы, если движется вдоль некоторой линии, то - одной степенью свободы.

При движении материальной точки ее координаты с течением времени изменяются. В общем случае ее движение определяется скалярными уравнениями $\begin{cases} x = x(t) \\ y = y(t) \\ z = z(t) \end{cases}$, эквивалентными векторному уравнению $\vec{r} = \vec{r}(t)$. Это - кинематические уравнения движения материальной точки. Траектория движения материальной точки — линия, описываемая этой точкой в пространстве относительно выбранной системы отсчета. Вид траектории зависит от характера движения материальной точки и от системы отсчета.

Длина участка траектории, пройденного материальной точкой с момента начала отсчета времени, называется длиной пути s и является *скалярной* функцией времени: $\Delta s = \Delta s(t)$. *Вектор* $\Delta\vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$, проведенный из начального положения движущейся точки в положение ее в данный момент времени (приращение радиус-вектора точки за рассматриваемый промежуток времени), называется перемещением. При прямолинейном движении $|\Delta\vec{r}| = \Delta s$ Поступательное движение — это движение,

при котором любая прямая, жестко связанная с движущимся телом, остается параллельной своему первоначальному положению. Вращательное движение — это движение, при котором все точки тела движутся по окружностям, центры которых лежат на одной и той же прямой, называемой осью вращения.

СКОРОСТЬ – векторная величина, которой определяется как *быстрота* движения, так и его *направление* в данный момент времени. Вектор средней скорости - отношение приращения радиуса-вектора точки к промежутку времени: $\langle \vec{\upsilon} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$. Направление вектора средней скорости совпадает с направлением Δr. Мгновенная скорость - векторная величина, равная первой производной радиуса-вектора движущейся точки по времени. $\vec{\upsilon} = \lim \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ Вектор мгновенной скорости направлен по касательной к траектории в сторону движения. Модуль мгновенной скорости $\upsilon = \frac{ds}{dt}$ равен первой производной пути по времени. Средняя скорость неравномерного движения $\langle \upsilon \rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t}$ Единица скорости – 1 метр в секунду – скорость прямолинейно и равномерно движущейся точки, при которой эта точка за 1 с перемещается на расстояние 1 м. Проекции вектора скорости на оси координат $\upsilon_x = \frac{dx}{dt}$; $\upsilon_y = \frac{dy}{dt}$; $\upsilon_z = \frac{dz}{dt}$ Движение в одной плоскости описывается уравнениями: $\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_x + \vec{\upsilon}_y$ $\upsilon = \sqrt{\upsilon_x^{\,2} + \upsilon_y^{\,2}}$ $\upsilon_x = \upsilon \cos\alpha$ $\upsilon_y = \upsilon \sin\alpha$ $tg\alpha = \frac{\upsilon_y}{\upsilon_x}$, где υ_x, υ_y - проекции вектора скорости на оси координат. Движение точки в пространстве $\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_x + \vec{\upsilon}_y + \vec{\upsilon}_z$ $\upsilon = \sqrt{\upsilon_x^{\,2} + \upsilon_y^{\,2} + \upsilon_z^{\,2}}$

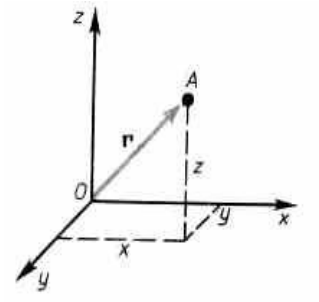


Рис. 1

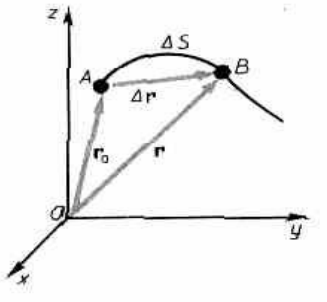


Рис. 2

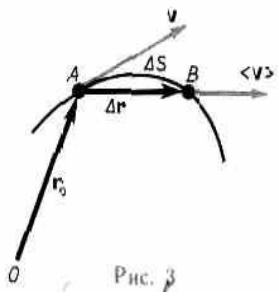


Рис. 3

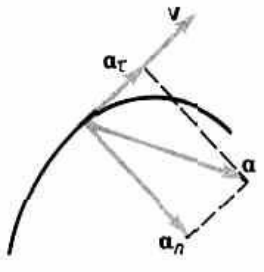


Рис. 5

УСКОРЕНИЕ - Характеристика неравномерного движения, определяющая быстроту изменения скорости по модулю и направлению. Единица ускорения – метр на секунду в квадрате – ускорение прямолинейного ускоренного движения точки, при котором за 1 с скорость точки изменяется на 1м/с. Среднее ускорение - векторная величина, равная отношению изменения скорости к интервалу времени $\langle \vec{a} \rangle = \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t}$ Мгновенное ускорение - векторная величина, равная первой производной

скорости по времени $\vec{a} = \lim\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt}$ Тангенциальная составляющая ускорения характеризует быстроту изменения скорости по модулю (направлена по касательной к траектории). Она равна первой производной по времени от модуля скорости, определяя тем самым быстроту изменения скорости по модулю $a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}$. Нормальная составляющая ускорения характеризует быстроту изменения скорости по направлению (направлена по нормали к траектории, центру кривизны, поэтому называют центростремительным ускорением) $a_n = \frac{\upsilon^2}{r}$. Полное ускорение - геометрическая сумма тангенциальной и нормальной: $\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \vec{a}_\tau + a_n$. Модуль полного ускорения $a = \sqrt{a_\tau + a_n}$ Вычисление пройденного пути 1. Путь, пройденный точкой за промежуток времени от t_1 до t_2 $s = \int_{t_1}^{t_2} \upsilon(t)dt$ 2. Путь, пройденный точкой за время t при равномерном движении $s = \int_0^t \upsilon dt = \upsilon\int_0^t dt = \upsilon t$ 3. Путь, пройденный точкой за время t при равноускоренном движении $s = \int_0^t \upsilon dt = \int_0^t (\upsilon_0 + at)dt = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2}$

2. Элементы кинематики вращательного движения. Угловая скорость - векторная величина, равная первой производной угла поворота тела по времени: $\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}$. Вектор угловой скорости направлен вдоль оси вращения по правилу правого винта, т. е. так же, как и вектор dφ. Единица измерения угловой скорости - радиан в секунду (рад/с). Линейная скорость точки $\upsilon = R\omega$. Эту же формулу можно записать как векторное произведение: $\vec{\upsilon} = [\vec{\omega}R]$, при этом модуль вектора линейной скорости равен $\omega R\sin(\vec{\omega}\vec{R})$, а направление вектора линейной скорости совпадает *с* направлением поступательного движения правого винта при его вращении от ω к R. Период - время, за которое точка поворачивается на угол 2π: $T = \frac{2\pi}{\omega}$ Частота вращения - число полных оборотов, совершаемых телом при равномерном его движении по окружности в единицу времени: $\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$ Угловое ускорение - векторная величина, равная первой производной угловой скорости по времени $\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$ Направление вектора углового ускорения: при ускоренном движении вектор углового ускорения сонаправлен вектору угловой скорости, при замедленном

- противонаправлен ему. Тангенциальная составляющая $a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}$ или $a_\tau = R\varepsilon$ Нормальная составляющая ускорения $a_n = \frac{\upsilon^2}{R} = \omega^2 R$ Для равнопеременного движения точки по окружности $\omega = \omega_0 + \varepsilon t$ и $\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$

3. Динамика является основным разделом механики, в ее основе лежат три закона Ньютона, сформулированные им в 1687 г. Законы Ньютона играют исключительную роль в механике и являются обобщением результатов огромного человеческого опыта. Их рассматривают как *систему взаимосвязанных законов* и опытной проверке подвергают не каждый отдельный закон, а всю систему в целом.

Первый закон Ньютона: всякая 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.

Масса тела — физическая величина, являющаяся одной из основных характеристик материи, определяющая ее инерционные свойства. Масса обладает свойством аддитивности.

Сила — это векторная величина, являющаяся мерой механического воздействия на тело со стороны других тел или полей, в результате которого тело приобретает ускорение или изменяет свою форму и размеры. Сила характеризуется: точкой приложения, модулем и направлением. Единица силы в СИ — ньютон (Н): 1 Н есть сила, которая массе 1 кг сообщает ускорение 1 м/с^2 в направлении действия силы: 1 Н = 1 кг•м/с^2

Второй закон Ньютона: ускорение, приобретаемое материальной точкой (телом), пропорционально вызывающей его силе, совпадает с нею по направлению и обратно пропорционально массе материальной точки (тела).

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}, \quad \vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d(m\vec{\upsilon})}{dt} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

Векторная величина $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$, численно равная произведению массы материальной точки на ее скорость и имеющая направление скорости, называется импульсом этой материальной точки.

Более общая формулировка второго закона Ньютона: скорость изменения импульса материальной точки равна действующей на нее силе $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$

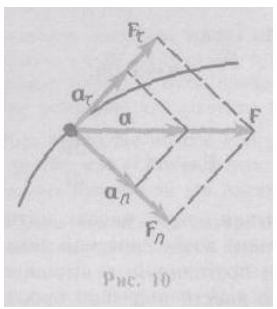


Рис. 10

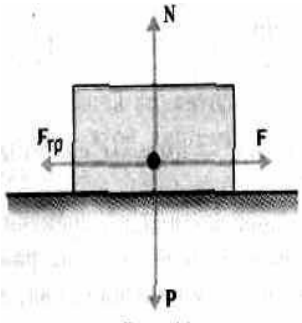


Рис. 11

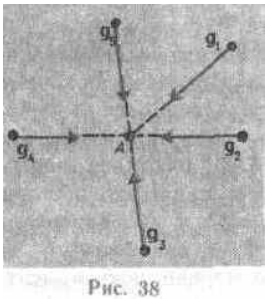


Рис. 38

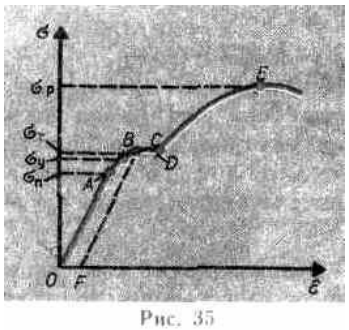


Рис. 35

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, на рис. 10 действующая сила F = ma разложена на два компонента: тангенциальную силу F_τ (направлена по касательной к траектории) и нормальную силу F_n (направлена по нормали к центру кривизны).

$$F_\tau = ma_\tau = m\frac{d\upsilon}{dt}, \quad F_n = ma_n = \frac{m\upsilon^2}{R} = m\omega^2 R$$

Третий закон Ньютона: силы, с которыми действуют друг на друга материальные точки, всегда равны по модулю, противоположно направлены и действуют вдоль прямой, соединяющей эти точки: $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, где F_{12} — сила, действующая на первую материальную точку со стороны второй; F_{21} — сила, действующая на вторую материальную точку со стороны первой. Эти силы приложены к *разным* материальным точкам (телам), всегда действуют *парами* и являются силами *одной природы.*

И.Ньютон, изучая движение небесных тел, на основании законов Кеплера и основных законов динамики открыл всеобщий закон всемирного тяготения: между любыми двумя материальными точками действует сила взаимного притяжения, прямо пропорциональная произведению масс этих точек и обратно пропорциональная квадрату расстояния между ними: $F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}$ Эта сила называется гравитационной (или силой всемирного тяготения). Силы тяготения всегда являются силами притяжения и направлены вдоль прямой, проходящей через взаимодействующие тела. Коэффициент пропорциональности G называется гравитационной постоянной, $G=6{,}67\cdot10^{-11}$ Н•м^2/кг^2. Закон всемирного тяготения установлен для тел, принимаемых за материальные точки.

Вес - сила, с которой тело вследствие тяготения к Земле действует на опору (или подвес). Вес тела проявляется только в том случае, если тело движется с ускорением, отличным от g, т. е. когда на тело, кроме силы тяжести, действуют другие силы. Состояние тела, при котором оно движется только под действием силы тяжести, называется состоянием невесомости. Гравитационное взаимодействие между телами осуществляется с помощью поля тяготения, или гравитационного поля. Это поле порождается телами и является формой существования материи. Основное свойство поля тяготения заключается в том, что на всякое тело массой m, внесенное в это поле, действует сила тяготения, т. е. $\vec{F} = m\vec{g}$. Вектор g не зависит от m и называется напряженностью поля тяготения. Напряженность поля тяготения определяется силой, действующей со стороны поля на материальную точку единичной массы, и совпадает по направлению с действующей силой. Напряженность есть *силовая характеристика* поля тяготения.

Поле тяготения называется однородным, если его напряженность во всех точках одинакова, и центральным, если во всех точках поля векторы напряженности

направлены вдоль прямых, которые пересекаются в одной точке, *неподвижной* по отношению к какой-либо инерциальной системе отсчета (рис.38). Для графического изображения силового поля используются *силовые линии (линии напряженности).* Потенциал поля тяготения φ — скалярная величина, энергетическая характеристика поля тяготения, определяемая потенциальной энергией тела единичной массы в данной точке поля или работой по перемещению единичной массы из данной точки поля в бесконечность $\varphi = \frac{П}{m}$.

Внешнее трение - трение, возникающее в плоскости касания двух соприкасающихся тел при их относительном перемещении. Внешнее трение обусловлено шероховатостью соприкасающихся поверхностей; в случае же очень гладких поверхностей трение обусловлено силами межмолекулярного притяжения. Если соприкасающиеся тела неподвижны друг относительно друга, говорят о трении покоя, если же происходит относительное перемещение этих тел, то в зависимости от характера их относительного движения говорят о трении скольжения или качения. Внутреннее трение - трение между частями одного и того же тела, например между различными слоями жидкости или газа, скорости которых меняются от слоя к слою. В отличие от внешнего трения здесь отсутствует трение покоя. Сила трения скольжения $F_{тр}$ пропорциональна силе *N* нормального давления, с которой одно тело действует на другое $F_{тр} = fN$, где f — коэффициент трения скольжения, зависящий от свойств соприкасающихся поверхностей. Он равен тангенсу угла α_0, при котором начинается скольжение тела по наклонной плоскости. Закон трения скольжения $F_{тр} = f_{ист}(N + Sp_0)$, где p_0 — добавочное давление, обусловленное силами межмолекулярного притяжения, которые быстро уменьшаются с увеличением расстояния между частицами; S — площадь контакта между телами; $f_{ист}$ — истинный коэффициент трения скольжения. Сила трения качения определяется по закону Кулона $F_{тр} = f_k \frac{N}{r}$, где *r* — радиус катящегося тела; f_k — коэффициент трения качения, измеряемый в метрах.

4.Практическое применение законов кинематики и динамики.

1. Зависимость пройденного телом пути от времени задается уравнением s = A + Bt + Ct^2 + Dt^3 (A = 0,5, B = 1, C = 0,1, D = 0,03). Определить: 1) через какое время после начала движения ускорение тела будет равно 2 м/$с^2$; 2) среднее ускорение тела за этот промежуток времени.
2. Определить модуль скорости и модуль ускорения точки через 2 секунды от начала движения, если ее положение задаётся уравнением $\vec{r}(t) = \vec{i}\,t^2 + \vec{j}\,2t + \vec{k}\,4t$.
3. Какое давление на фундамент производит кирпичная стена высотой 30 м, если принять плотность кирпича равной 1800 кг/$м^3$?
4. Колесо радиусом 10 см вращается согласно уравнению $\omega = 2At + 5Bt^4$ (где A = 2 и B = 1). Определить полное ускорение точек обода колеса через 1 с после начала вращения и число оборотов, сделанных колесом за это время.

Контрольные вопросы

1. Почему в механике вводят модель материальной точки?
2. Всегда ли модуль вектора перемещения равен отрезку пути, пройденному точкой?
3. Кинематические уравнения для поступательного и вращательного движения.
4. Какими тремя моментами характеризуется сила?
5. Какова особенность сил тяготения?

Лекция 2 (3-4) Динамика твердого тела. Законы сохранения

План

1. Момент силы и момент импульса тела относительно неподвижной оси вращения. Момент инерции относительно оси. Уравнение динамики вращательного движения твердого тела относительно неподвижной оси. Кинетическая энергия вращающегося тела.
2. Центр масс механической системы и закон его движения. Закон сохранения импульса как фундаментальный закон природы и связь с однородностью пространства.
3. Закон сохранения механической энергии. Закон сохранения момента импульса.
4. Практическое применение законов динамики твердого тела и законов сохранения.

Тезисы

1. Неинерциальные системы отсчета – системы отсчета, движущиеся относительно инерциальной системы с ускорением. В неинерциальных системах законы Ньютона несправедливы. Если же учесть силы инерции, то второй закон Ньютона будет справедлив для любой системы отсчета. Силы инерции – силы, обусловленные ускоренным движением системы отсчета относительно измеряемой системы отсчета. Второй закон Ньютона в неинерциальных системах отсчета

Произведение массы тела на ускорение в рассматриваемой системе отсчета равно сумме всех сил, действующих на данное тело (включая и силы инерции) $m\vec{a}' = m\vec{a} + \vec{F}_{ин}$, где а – ускорение тела в инерциальной системе отсчета. Есть три возможных случая проявления сил инерции: силы инерции при ускоренном поступательном движении системы отсчета; силы инерции, действующие на тело, покоящееся во вращающейся системе отсчета; силы инерции, действующие на тело, движущееся во вращающейся системе отсчета.

Основной закон динамики для неинерциальных систем отсчета $m\vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_{и} + \vec{F}_{ц} + \vec{F}_{k}$ <u>В неинерциальных системах отсчета третий закон Ньютона, а также законы сохранения импульса, энергии и момента импульса не выполняются</u>!!!

Абсолютно твердое тело – это тело, расстояние между двумя точками которого при любых условиях остается постоянным. Момент силы F относительно неподвижной точки *O* - физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-вектора г, проведенного из точки О в точку *A* приложения силы, на силу F

(рис. 25): $\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}]$. Здесь М — псевдовектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от r к F. Модуль вектора момента силы $M_z = Fr\sin\alpha = Fl$, где α — угол между r и F; rsinα = *l* — кратчайшее расстояние между линией действия силы и точкой *O* - плечо силы.
Момент силы относительно неподвижной оси *z* - *скалярная* величина M_z, равная проекции на эту ось вектора М момента силы, определенного относительно произвольной точки *O* данной оси Z (рис.26). Значение момента M_z не зависит от выбора положения точки *O* на оси. Если ось Z совпадает с направлением вектора М, то момент силы представляется в виде вектора, совпадающего с осью $\vec{M}_z = [\vec{r}\vec{F}]_z$

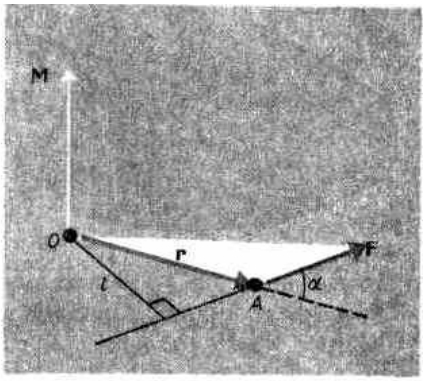


Рис. 25

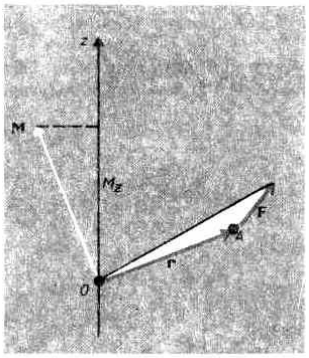


Рис. 26

Уравнение динамики вращательного движения твердого тела относительно неподвижной оси $M_z = J_z \frac{d\omega}{dt} = J_z\varepsilon$. Если ось вращения совпадает с главной осью инерции, проходящей через центр масс, то $\vec{M} = J\vec{\varepsilon}$, где *J* — главный момент инерции тела (момент инерции относительно главной оси).

Момент инерции тела относительно оси вращения - физическая величина, равная сумме произведений элементарных масс на квадраты их расстояний до рассматриваемой оси $J = \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2$ Момент инерции – величина аддитивная; момент инерции тела равен сумме моментов инерции его частей. В случае непрерывного распределения масс эта сумма сводится к интегралу $J = \int r^2 dm = \int \rho r^2 dV$, где интегрирование производится по всему объему тела.

Теорема Штейнера: момент инерции тела *J* относительно любой оси вращения равен моменту его инерции J_c относительно параллельной оси, проходящей через центр масс *C* тела, сложенному с произведением массы m тела на квадрат расстояния *a* между осями $J = J_c + ma^2$

Кинетическая энергия вращающегося твердого тела $T_{вр} = \frac{J_z\omega^2}{2}$, где J_z - момент инерции тела относительно оси Z.

Кинетическая энергия тела при его плоском движении складывается из энергии поступательного движения со скоростью, равной скорости центра масс, и энергии вращения вокруг оси, проходящей через центр масс тела $T = \frac{m\upsilon_c^2}{2} + \frac{J_c\omega^2}{2}$

Центр масс (или центр инерции) системы материальных точек - воображаемая точка С, положение которой характеризует распределение массы этой системы. Радиус-вектор центра масс $\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \vec{r}_i}{m}$, где m_i и r_i — соответственно масса и радиус-вектор i-й материальной точки; n — число материальных точек в системе. Скорость центра масс $\vec{v}_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \vec{v}_i}{m}$. Импульс системы материальных точек $\vec{p} = m\vec{v}_c$, т. е. импульс системы равен произведению массы системы на скорость ее центра масс. Закон движения центра масс $m\frac{d\vec{v}_c}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n$, 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, действующих на систему. Производная по времени от импульса механической системы равна геометрической сумме внешних сил, действующих на систему $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n$. В случае отсутствия внешних сил (замкнутая система) $\frac{d\vec{p}}{dt} = 0$ или $\vec{p} = \sum_{i=1}^{n} m_i \vec{v}_i = 0$

Закон сохранения импульса: импульс замкнутой системы сохраняется. Этот закон – фундаментальный закон природы (он универсален), следствие однородности пространства. 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. 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.*

Работа силы – количественная характеристика процесса обмена энергией между взаимодействующими телами. Работа постоянной силы, составляющей угол с направлением прямолинейного движения тела $A = F_s s = Fs\cos\alpha$ равна произведению проекции силы F_s на направление перемещения, умноженной на перемещение точки приложения силы.

В общем случае сила может изменяться как по модулю, так и по направлению, поэтому вышеуказанной формулой пользоваться нельзя. Элементарная работа силы F на перемещении $d\vec{r}$ -скалярная величина $dA = \vec{F}d\vec{r} = Fs\cos\alpha ds = F_s ds$, где α - угол между векторами F и dr; ds = |dr| — элементарный путь; F_s — проекция вектора F на вектор dr (рис. 13).

Работа силы на участке траектории от точки *1* до точки *2* равна алгебраической сумме элементарных работ на отдельных бесконечно малых участках пути. Эта сумма приводится к интегралу $A = \int_1^2 Fds\cos\alpha = \int_1^2 F_s ds$ Для вычисления этого интеграла надо знать зависимость силы F_s от пути s вдоль траектории *1—2.* Если эта

зависимость представлена графически (рис. 14), тогда искомая работа A определяется на графике площадью закрашенной фигуры.

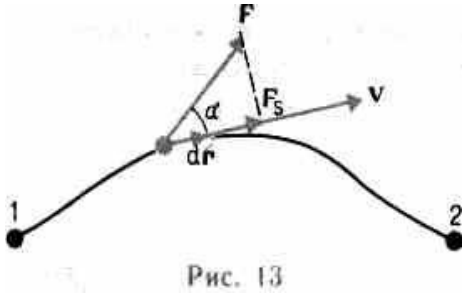


Рис. 13

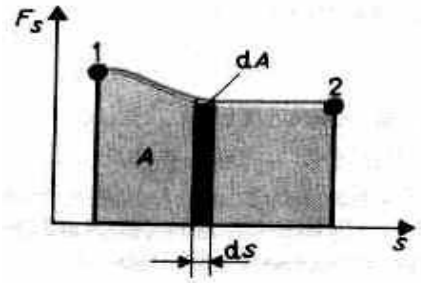


Рис. 14

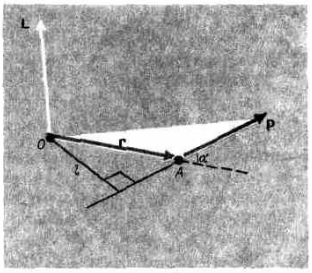


Рис. 28

При $\alpha<\pi/2$ работа силы положительна, в этом случае составляющая F_s совпадает по направлению с вектором скорости движения v (см. рис. 13). Если $\alpha>\pi/2$, то работа силы отрицательна. При $\alpha=\pi/2$ (сила направлена перпендикулярно перемещению) работа силы равна нулю. Единица работы — джоуль (Дж): 1 Дж — работа, совершаемая силой в 1 Н на пути в 1 м (1 Дж = 1 Н•м).

Мощность – скалярная физическая величина, характеризующая скорость совершения работы $N=\frac{dA}{dt}$ или $N=\vec{F}\vec{v}$. Единица мощности — ватт (Вт): 1 Вт — мощность, при которой за время 1 с совершается работа в 1 Дж (1 Вт = 1 Дж/с).

Кинетическая энергия механической системы — это энергия механического движения этой системы. Связь работы и кинетической энергии: работа силы на пути, который тело прошло за время возрастания скорости от 0 до v, идет на увеличение кинетической энергии тела, т. е. $dT=dA$. Тело массой m, движущееся со скоростью v, обладает кинетической энергией $T=\frac{mv^2}{2}$. Характерные свойства кинетической энергии: 1) всегда положительна; 2) неодинакова в разных системах отсчета; 3) является функцией состояния системы. Работа силы при перемещении из точки 1 в точку 2

$$A=\int_1^2\vec{F}d\vec{r}=\int_{v_1}^{v_2}mvdv=m\int_{v_1}^{v_2}vdv=\frac{mv_2{}^2}{2}-\frac{mv_1{}^2}{2}\ \text{или}\ A=T_2-T_1=\Delta T$$

Теорема о кинетической энергии: Приращение кинетической энергии материальной точки на некотором перемещении равно алгебраической сумме работ всех сил, действующих на точку на том же перемещении $T_2-T_1=A_{12}$

Потенциальное поле – поле, в котором работа, совершаемая силами при перемещении тела из одного положения в другое, не зависит от того, по какой траектории это перемещение произошло, а зависит только от начального и конечного положения. Работа консервативных сил по замкнутой траектории $A=0$
Потенциальная энергия — механическая энергия системы тел, определяемая их взаимным расположением и характером сил взаимодействия между ними. Характерные особенности потенциальной энергии: Потенциальную энергию тела в каком-то определенном положении считают равной нулю, а энергию тела в других положениях отсчитывают относительно нулевого уровня. Потенциальная энергия может быть определена по формуле $\Pi=-\int\vec{F}d\vec{r}+C$, где С — постоянная

интегрирования, т. е. потенциальная энергия определяется с точностью до некоторой произвольной постоянной. Связь между консервативной силой и потенциальной энергией $\vec{F} = -grad\Pi$, где $grad\Pi = \frac{\partial \Pi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial \Pi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial \Pi}{\partial z}\vec{k}$ - градиент.

Конкретный вид функции П зависит от характера силового поля. Например, потенциальная энергия тела массой *m,* поднятого на высоту *h* над поверхностью Земли, равна $\Pi = mgh$, Потенциальная энергия упругодеформированного тела (пружины) $\Pi = \frac{kx^2}{2}$ Потенциальная энергия системы, подобно кинетической энергии, является функцией состояния системы. Она зависит только от конфигурации системы и ее положения по отношению к внешним телам.

3. Полная механическая энергия системы — энергия механического движения и взаимодействия, т. е. равна сумме кинетической и потенциальной энергий $E = T + \Pi$

Закон сохранения механической энергии: в системе тел, между которыми действуют только консервативные силы, полная механическая энергия сохраняется, т. е. не изменяется со временем $T + \Pi = E = const$

Механические системы, на тела которых действуют только консервативные силы (внутренние и внешние), называются консервативными системами. Закон сохранения механической энергии можно сформулировать так: в консервативных системах полная механическая энергия сохраняется.

Закон сохранения механической энергии – следствие *однородности времени,* т. е. физические законы инвариантны относительно выбора начала отсчета времени. Например, при свободном падении тела в поле сил тяжести его скорость и пройденный путь зависят лишь от начальной скорости и продолжительности свободного падения тела и не зависят от того, когда тело начало падать. В системе, в которой действуют также неконсервативные силы, например силы трения, полная механическая энергия системы не сохраняется.

Момент импульса материальной точки *A* относительно неподвижной точки O - физическая величина, определяемая векторным произведением $\vec{L}_i = [\vec{r}_i \vec{p}_i] = [\vec{r}_i m_i \vec{\upsilon}_i]$, где r — радиус-вектор, проведенный из точки *O* в точку *A;* p - импульс материальной точки (рис.28); L—псевдовектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от r к p. Модуль вектора момента импульса $L_i = r_i p_i \sin\alpha = m_i \upsilon_i r_i \sin\alpha = p_i l$, где α — угол между векторами r и p, l — плечо вектора p относительно точки *O.* Момент импульса относительно неподвижной оси z - скалярная величина L_z, равная проекции на эту ось вектора момента импульса, определенного относительно произвольной точки *O* данной оси. Значение момента импульса L_z не зависит от положения точки *O* на оси z. Момент импульса отдельной частицы $L_{iz} = m_i \upsilon_i r_i$ направлен по оси в сторону, определяемую правилом правого винта. Момент импульса твердого тела относительно оси есть сумма моментов импульса отдельных частиц $L_z = \sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i r_i$ или $L_z = J_z \omega$: Момент импульса твердого тела относительно оси равен произведению момента инерции тела относительно той же оси на угловую скорость.

Закон динамики вращательного движения твердого тела относительно неподвижной оси $M_z = \frac{dL_z}{dt}$: производная момента импульса твердого тела относительно оси равна моменту сил относительно той же оси или производная вектора момента импульса твердого тела равна моменту (сумме моментов) внешних сил $\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$ В замкнутой системе момент внешних сил равен нулю, поэтому $\vec{L} = const$. Это - закон сохранения момента импульса: момент импульса замкнутой системы сохраняется. Закон сохранения момента импульса -*фундаментальный закон природы,* он связан со свойством симметрии пространства- его *изотропностью,* т.е. с инвариантностью физических законов относительно выбора направления осей координат системы отсчета (относительно поворота замкнутой системы в пространстве на любой угол).

4.Практическое применение законов динамики твердого тела и законов сохранения.

1. Момент инерции шара массой 2 кг, относительно оси проходящей через центр масс, равен 6 кг·м^2. Чему равен момент инерции этого шара относительно точки О, находящейся на расстоянии 5 м от центра шара?
2. Диск массой 2 кг движется по горизонтальной плоскости со скоростью 4 м/с. Чему равна его кинетическая энергия? Чему будет равна кинетическая энергия этого же диска, если он будет катиться без скольжения?
3. Пуля массой 10 г, летевшая горизонтально со скоростью 500 м/с, попадает в баллистический маятник длиной 1 м и массой 5 кг и застревает в нем. Определить угол отклонения маятника.
4. К сжатой пружине приставлен шар массой 1 кг. Пружина сжата на 10 см, коэффициент её упругости равен 400 Н/м. Найти скорость шара, с которой он отбрасывается при выпрямлении пружины.
5. Чему равна кинетическая энергия тела массой 0,2 кг, брошенного вертикально вверх с начальной скоростью 30 м/с, через 2 с после бросания?

Контрольные вопросы

1. Почему необходимо рассматривать силы инерции?
2. Какова роль момента инерции во вращательном движении?
3. Уравнение динамики вращательного движения твердого тела
4. Почему законы сохранения являются фундаментальными законами природы?
5. Почему изменение потенциальной энергии обусловлено только работой консервативных сил?

Лекция 3 (5-6) Элементы механики сплошных сред. Упругие напряжения

План

1. Элементы механики сплошных сред. Стационарное движение идеальной жидкости. Уравнение Бернулли.
2. Упругие напряжения. Закон Гука.
3. Практическое применение закона Гука, уравнения Бернулли.

Тезисы

1. Объем газа определяется объемом того сосуда, который газ занимает. В жидкостях в отличие от газов среднее расстояние между молекулами остается практически постоянным, поэтому жидкость обладает практически неизменным объемом. В механике с большой степенью точности жидкости и газы рассматриваются как сплошные, непрерывно распределенные в занятой ими части пространства. Плотность жидкости мало зависит от давления. Плотность же газов от давления зависит существенно. Из опыта известно, что сжимаемостью жидкости и газа во многих задачах можно пренебречь и пользоваться единым понятием несжимаемой жидкости, плотность которой всюду одинакова и не изменяется со временем. Идеальная жидкость - *физическая абстракция,* т. е. воображаемая жидкость, в которой отсутствуют силы внутреннего трения. Идеальная жидкость - воображаемая жидкость, в которой отсутствуют силы внутреннего трения. Ей противоречит вязкая жидкость. Физическая величина, определяемая нормальной силой, действующей со стороны жидкости на единицу площади, называется давлением p жидкости $p = \frac{\Delta F}{\Delta S}$. Единица давления - паскаль (Па): 1 Па равен давлению, создаваемому силой 1 Н, равномерно распределенной по нормальной к ней поверхности площадью 1 м^2 (1 Па=1 Н/м^2). 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.

Давление изменяется линейно с высотой. Давление $P=\rho gh$ называется гидростатическим. Сила давления на нижние слои жидкости больше, чем на верхние, поэтому на тело, погруженное в жидкость, действует выталкивающая 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) $F = \rho g V$, где ρ — плотность жидкости, V — объем погруженного в жидкость тела.

Движение жидкостей называется течением, а совокупность частиц движущейся жидкости — потоком. 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. 45). По картине линий тока можно судить о направлении и модуле скорости в разных точках пространства, т. е. можно определить состояние движения жидкости. 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.

Рассмотрим какую-либо трубку тока. Выберем два ее сечения S_1 и S_2, перпендикулярные направлению скорости (рис. 46). Если жидкость несжимаема (ρ=const), то через сечение S_2 пройдет за 1 с такой же объем жидкости, как и через сечение S_1, т. е. $S_1\upsilon_1 = S_2\upsilon_2 = const$ Произведение скорости течения несжимаемой жидкости на поперечное сечение трубки тока есть величина постоянная для данной трубки тока. Соотношение называется уравнением неразрывности для несжимаемой

жидкости. $\frac{\rho\upsilon^2}{2}+\rho gh+p=const$ - уравнение Бернулли - выражение закона сохранения энергии применительно к установившемуся течению идеальной жидкости (*здесь p* - статическое давление (давление жидкости на поверхность обтекаемого ею тела), величина $\frac{\rho\upsilon^2}{2}$ — динамическое давление, ρgh - гидростатическое давление). Для горизонтальной трубки тока уравнение Бернулли записывается в виде $\frac{\rho\upsilon^2}{2}+p=const$, где *левая часть* называется полным давлением. $v=\sqrt{2gh}$ - формула Торричелли

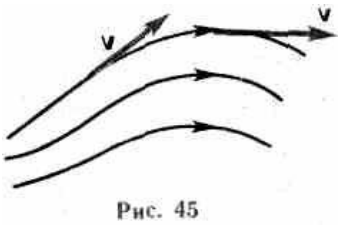


Рис. 45

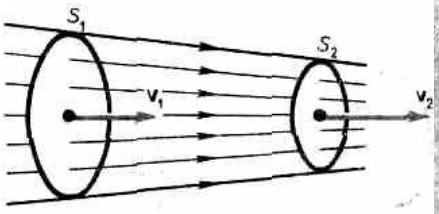


Рис. 46

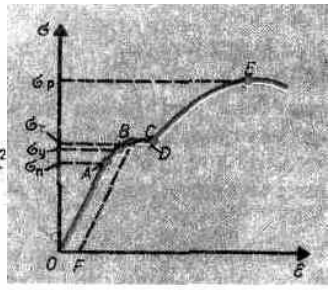


Рис. 35

Вязкость - 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. Сила внутреннего трения F тем больше, чем больше рассматриваемая площадь поверхности слоя S, и зависит от того, насколько быстро меняется скорость течения жидкости при переходе от слоя к слою. Величина $\Delta v/\Delta x$ показывает, как быстро меняется скорость при переходе от слоя к слою в направлении *x,* перпендикулярном направлению движения слоев, и называется градиентом скорости. Таким образом, модуль силы внутреннего трения равен $\boxed{F=\eta\left|\frac{\Delta\upsilon}{\Delta x}\right|S}$, где коэффициент пропорциональности η, зависящий от природы жидкости, называется динамической вязкостью (или просто вязкостью). Единица вязкости — паскаль•секунда (Па•с) (1 Па•с=1 Н•с/м^2). Чем больше вязкость, тем сильнее жидкость отличается от идеальной, тем большие силы внутреннего трения в ней возникают. Вязкость зависит от температуры, причем характер этой зависимости для жидкостей и газов различен (для жидкостей с увеличением температуры уменьшается, у газов, наоборот, увеличивается), что указывает на различие в них механизмов внутреннего трения. Особенно сильно от температуры зависит вязкость масел. Методы определения вязкости:

1) формула Стокса $\upsilon=\frac{2(\rho-\rho^{|})gr^2}{9\eta}$; 2) формула Пуазейля $\eta=\frac{\pi R^4\Delta pt}{8Vl}$

2. Деформация называется упругой, если после прекращения действия внешних сил тело принимает первоначальные размеры и форму. Деформации, которые сохраняются в теле после прекращения действия внешних сил, называются пластическими. Сила, действующая на единицу площади поперечного сечения, называется напряжением $\sigma=\frac{F}{S}$ и измеряется в паскалях. Количественной мерой, характеризующей степень деформации, испытываемой телом, является его

относительная деформация. Относительное изменение длины стержня (продольная деформация) $\varepsilon = \frac{\Delta \ell}{\ell}$, относительное поперечное растяжение (сжатие) $\varepsilon' = \frac{\Delta d}{d}$, где d -— диаметр стержня. Деформации ε и ε′ всегда имеют разные знаки $\varepsilon' = -\mu\varepsilon$, где μ — положительный коэффициент, зависящий от свойств материала, называемый коэффициентом Пуассона.

Роберт Гук экспериментально установил, что для малых деформаций относительное удлинение ε и напряжение σ прямо пропорциональны друг другу: $\sigma = E\varepsilon$, где коэффициент пропорциональности E называется модулем Юнга.

Модуль Юнга определяется напряжением, вызывающим относительное удлинение, равное единице $E = \frac{\sigma}{\varepsilon}$. Тогда закон Гука можно записать так $F = \frac{ES}{\ell}\Delta\ell = k\Delta\ell$, где k — коэффициент упругости: удлинение стержня при упругой деформации пропорционально действующей на стержень силе. Потенциальная энергия упруго растянутого (сжатого) стержня $П = \frac{1}{2}\frac{ES}{l}(\Delta l)^2$ Деформации твердых тел подчиняются закону Гука только для упругих деформаций. Связь между деформацией и напряжением представляется в виде диаграммы напряжений (рис. 35). Из рисунка видно, что линейная зависимость σ (ε), установленная Гуком, выполняется лишь в очень узких пределах до так называемого предела пропорциональности ($\sigma_п$). При дальнейшем увеличении напряжения деформация еще упругая (хотя зависимость σ (ε) уже не линейна) и до предела упругости ($\sigma_у$) остаточные деформации не возникают. За пределом упругости в теле возникают остаточные деформации и график, описывающий возвращение тела в первоначальное состояние после прекращения действия силы, изобразится не кривой *BO, a* параллельной ей — *CF*. Напряжение, при котором появляется заметная остаточная деформация (~=0,2 %), называется пределом текучести ($\sigma_т$) — точка *C* на кривой. В области *CD* деформация возрастает без увеличения напряжения, т. е. тело как бы «течет». Эта область называется областью текучести (или областью пластических деформаций). Материалы, для которых область текучести значительна, называются вязкими, для которых же она практически отсутствует — хрупкими. При дальнейшем растяжении (за точку *D)* происходит разрушение тела. Максимальное напряжение, возникающее в теле до разрушения - предел прочности ($\sigma_р$).

3.Практическое применение закона Гука, уравнения Бернулли.

1. Полый железный шар (ρ = 7,87 г/см^3) весит в воздухе 5 Н, а в воде (ρ' = 1 г/см^3) весит 3 Н. Пренебрегая выталкивающей силой воздуха, определить объем внутренней полости шара.
2. В широком сосуде, наполненном глицерином (ρ = 1,2 г/см^3), падает с установившейся скоростью 5 см/с стеклянный шарик (ρ' = 2,7 г/см^3) диаметром 1 мм. Определить динамическую вязкость глицерина.
3. Из опрыскивателя плодовых деревьев выбрасывается струя жидкости со скоростью 25 м/с; плотность жидкости 1 г/см^3. Какое давление создает компрессор в баке опрыскивателя?

4. Стальной шарик диаметром 2 мм падает со скоростью 4 м/с в широком сосуде, наполненном трансформаторным маслом с динамической вязкостью 0,8 Па·с. Чему равна сила сопротивления, действующая на шарик?

Контрольные вопросы

1. Давление - величина векторная или скалярная?
2. Как в потоке жидкости измерить статическое, динамическое и полное давление?
3. Поясните практическое применение метода Стокса и Пуазейля.
4. Закон Гука: формулировка, формулы, применение, границы применимости.
5. От чего зависит диаграмма напряжений?

Лекция 4 (7-8). Механические колебания и волны в упругих средах.

План

1. Гармонические механические колебания. Дифференциальное уравнение затухающих колебаний и его решение.
2. Уравнение бегущей волны. Длина волны и волновое число. Волновое уравнение. Когерентность.
3. Практическое применение уравнений механических колебаний и уравнения волны.

Тезисы

1. 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. 199). Если этот вектор привести во вращение с угловой скоростью ω_0, 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 $s = A\cos(\omega_0 t + \varphi)$

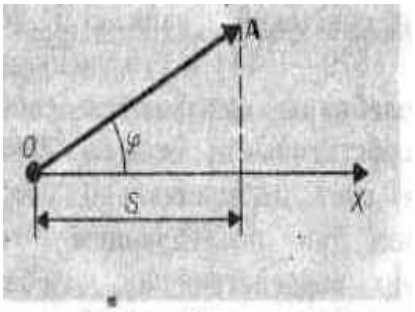


Рис. 199

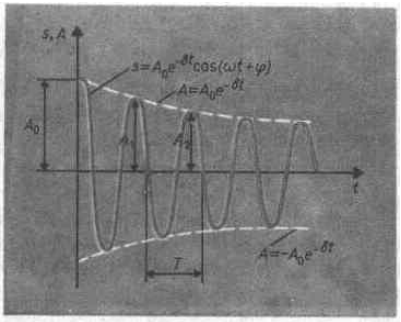


Рис. 208

Дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний *линейной системы* $\frac{d^2s}{dt^2} + 2\delta\frac{ds}{dt} + \omega_0{}^2 s = 0$, где s — колеблющаяся величина, описывающая тот или иной физический процесс, δ = const — коэффициент затухания, ω_0 — циклическая частота свободных незатухающих колебаний той же колебательной системы, т. е. при δ=0 (при отсутствии потерь энергии) называется собственной частотой колебательной системы. Решение этого уравнения $x = A_0 e^{-\delta t}\cos(\omega t + \varphi)$, где $A = A_0 e^{-\delta t}$ - амплитуда затухающих колебаний с периодом $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0{}^2 - \delta^2}}$

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

Промежуток времени, в течение которого амплитуда затухающих колебаний уменьшается в e раз, называется временем релаксации $\tau = \frac{1}{\delta}$. Добротность колебательной системы при малых значениях логарифмического декремента равна $Q = \frac{\pi}{\delta T_0} = \frac{\omega_0}{2\delta}$. Добротность пропорциональна числу колебаний N_e, совершаемых системой за время релаксации. При увеличении коэффициента затухания δ колебательный процесс станет апериодическим. Пружинный маятник колеблется по закону $x = A_0 e^{-\delta t}\cos(\omega t + \varphi)$ с частотой $\omega = \sqrt{\omega_0{}^2 - \delta^2}$. Добротность пружинного маятника $Q = \frac{\sqrt{mk}}{r}$, где r – коэффициент сопротивления.

Для пружинного маятника дифференциальное уравнение вынужденных колебаний $\frac{d^2x}{dt^2} + 2\delta\frac{dx}{dt} + \omega_0{}^2 x = \frac{F_0}{m}\cos\omega t$, а его решение $x = A\cos(\omega t - \varphi)$, что соответствует линейному неоднородному дифференциальному уравнению $\frac{d^2s}{dt^2} + 2\delta\frac{ds}{dt} + \omega_0{}^2 s = x_0\cos\omega t$

2. Плоская волна: колебания носят гармонический характер, а ось *x* совпадает с направлением распространения волны. В данном случае волновые поверхности перпендикулярны оси *x,* смещение ξ будет зависеть только от *x* и *t,* т. е. ξ = ξ*(x, t).* Уравнение бегущей волны есть не только периодическая функция времени, но и периодическая функция координаты $\xi(x,t) = A\cos\omega(t - \frac{x}{\upsilon})$. Если плоская волна распространяется в противоположном направлении, то в формуле будет знак +. В общем случае уравнение плоской волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси *x* в среде, *не поглощающей* энергию, имеет вид $\xi(x,t) = A\cos[\omega(t - \frac{x}{\upsilon}) + \varphi_0]$. Для характеристики волн используется волновое число (число длин волн, укладываемых на отрезке длиной 2π). $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\upsilon T} = \frac{\omega}{\upsilon}$.

Тогда уравнение плоской волны можно записать еще и в виде $\xi(x,t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi_0)$. Уравнение волны, распространяющейся вдоль отрицательного направления оси x, будет отличаться знаком *kx.*

Скорость распространения волны есть *скорость перемещения фазы волны,* ее называют фазовой скоростью $\upsilon = \frac{\omega}{k}$. Уравнение сферической волны (волны, волновые поверхности которой имеют вид концентрических сфер) $\xi(x,t) = \frac{A_0}{r}\cos(\omega t - kr + \varphi_0)$, где r — расстояние от центра волны до рассматриваемой точки среды.

Распространение волн в однородной изотропной среде в общем случае описывается волновым уравнением — дифференциальным уравнением в частных производных $\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial z^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}$ или $\Delta\xi = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}$, где υ — фазовая скорость, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа. Для плоской волны, распространяющейся вдоль оси *x*, волновое уравнение имеет вид $\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}$.

4. Практическое применение уравнений механических колебаний и волны.

1 При подвешивании грузов массами 500 г и 400 г к пружинам они удлинились на 15 см. Пренебрегая массой пружин, определить период колебаний грузов.

2 Уравнение колебаний имеет вид x = 5cos(16πt + 8). Чему равен период колебаний?

3 Тело массой 5 кг движется по закону $S = A\sin\omega t$, где A = 5 см и $\omega = \pi$ рад/с. Найти силу, действующую на тело через 1/6 с после начала движения.

4 Колебания источника волн описываются уравнением $x = 0{,}08\cos\pi t$ м. Скорость распространения колебаний 3 м/с. Чему равно смещение точки среды, находящейся на расстоянии 0,75 м от источника, в момент времени 0,5 с?

5 Уравнение колебаний источника волн $x = 2\sin 100\pi t$ м. Модуль скорости распространения колебаний в среде 400 м/с. Чему равна длина волны?

6 Уравнение волны имеет вид $\xi = 5\cdot 10^{-3}\cos(628t - 2x)$ м. Чему равна длина волны?

Контрольные вопросы

1. В чем заключается метод вращающегося вектора амплитуды?
2. Как можно сравнить между собой массы тел, измеряя частоты колебаний при подвешивании этих тел к пружине?
3. Что называется поперечной волной? продольной? Когда они возникают?
4. Какова связь между длиной волны, скоростью и периодом?
5. Уравнения бегущей, гармонической, плоской, сферической волны.

Лекция 5 (9-10) Основы молекулярной физики и термодинамики

План:

1. Уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов. Уравнение Клапейрона-Менделеева. Молекулярное толкование термодинамической температуры.

2. Внутренняя энергия идеального газа. Работа газа при изменении его объема. Количество теплоты. Теплоемкость. Первое начало термодинамики. Применение первого начала термодинамики к изопроцессам и адиабатическому процессу идеального газа.

3. Практическое применение газовых законов, уравнений молекулярной физики и законов термодинамики.

Тезисы

1. Молекулярная физика и термодинамика — разделы физики, в которых изучаются макроскопические процессы в телах, связанные с огромным числом содержащихся в телах атомов и молекул. Для исследования этих процессов применяют два качественно различных и взаимно дополняющих друг друга метода: статистический (молекулярно-кинетический) и термодинамический. Первый лежит в основе молекулярной физики, второй — термодинамики. Молекулярная физика — раздел физики, изучающий строение и свойства вещества исходя из молекулярно-кинетических представлений, основывающихся на том, что все тела состоят из молекул, находящихся в непрерывном хаотическом движении.

Молярная масса (масса 1 моль вещества) $M = m_0 N_A$ Молярный объем $Vm = \frac{V}{\nu}$

Количество вещества $\nu = \frac{m}{M}$ Концентрация (количество молекул в 1м^3) $n = \frac{N}{V}$, $n = \frac{N_A}{V_m}$

Постоянная Авогадро: $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$ (число молекул в 1 моле вещества)

Молярная газовая постоянная (универсальная): $R = p_0 V_0 / T_0 = 8{,}31$ Дж / (моль•К)

Постоянная Больцмана (универсальная): $k = R / N_A = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж / К

Число Лошмидта: $N_L = p_0 / (kT_0) = 2{,}68 \cdot 10^{25}$ м$^{-3}$ (число молекул, содержащихся в 1 м^3 газа при н.у.)

Законы, описывающие поведение идеальных газов (газовые законы)

1. Закон Бойля — Мариотта: для данной массы газа при постоянной температуре произведение давления газа на его объем есть величина постоянная: $pV = const$ при T = const, m = const

2. Закон Гей-Люссака для изобарного процесса: объем данной массы газа при постоянном давлении изменяется линейно с температурой: $V = V_0 (1 + \alpha t)$ при p = const, m = const или $V_1 / V_2 = T_1 / T_2$ при p = const, m = const, где V_0 – объем при 0^0C, $\alpha = \frac{1}{273{,}15} K^{-1}$

3. Закон Гей-Люссака для изохорного процесса: давление данной массы газа при постоянном объеме изменяется линейно с температурой: $p = p_0 (1 + \alpha t)$ при V = const, m = const или $p_1 / p_2 = T_1 / T_2$ при V = const, m = const , где p_0 – объем при 0^0C, $\alpha = \frac{1}{273{,}15} K^{-1}$

4. Закон Авогадро: моли любых газов при одинаковых температуре и давлении занимают одинаковые объемы. При нормальных условиях (сокращенно: при н.у.) ($p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 273$ К) этот объем равен $22{,}41 \cdot 10^{-3}$ м^3/моль.

5. Закон Дальтона: давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений входящих в нее газов: $p = p_1 + p_2 + ... + p_n$, где $p_1, p_2, ..., p_n$ —

парциальные давления — давления, которые оказывали бы газы смеси, если бы они одни занимали объем, равный объему смеси при той же температуре.

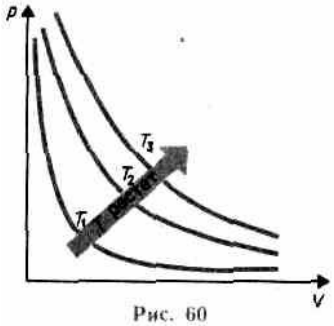


Рис. 60

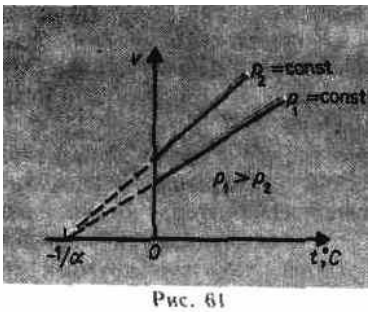


Рис. 61

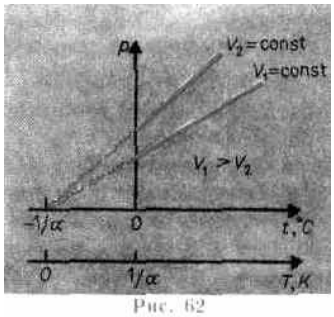


Рис. 62

Уравнение Клапейрона (уравнение состояния идеального газа) $\frac{pV}{T} = const$ Уравнение Клапейрона-Менделеева $pV_m = RT$ или $pV = \frac{m}{M}RT = \nu RT$ или $p = \frac{\rho}{M}RT$ или $p = nkT$

Основное уравнение кинетической теории газов

Кинетическая теория газов основана на следующих общих положениях классической статистической физики: в системе выполняются законы сохранения импульса, момента импульса, энергии, электрического заряда; предполагается возможность отличать друг от друга тождественные частицы; все физические процессы в системе протекают в пространстве и времени непрерывно; каждая частица системы может иметь произвольные значения координат и компонент скорости независимо от того, каковы значения этих характеристик у других.

Основное уравнение кинетической теории газов $p = \frac{1}{3}nm\langle \upsilon^2 \rangle$ Средняя кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы $\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{3}{2}kT$ Число степеней свободы молекулы – это число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве. Обозначение: I . Для одноатомного газа (гелий, водород): i = 3, двухатомного (кислород, азот): i = 5, многоатомного (углекислый газ, атмосферный воздух): i = 6. На каждую степень свободы молекулы приходится одинаковая энергия $\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2}kT$

Закон Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул: для статистической системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, на каждую поступательную и вращательную степени свободы приходится в среднем кинетическая энергия, равная *kT / 2, а* на каждую колебательную степень свободы — в среднем энергия, равная *kT*. Колебательная степень «обладает» вдвое большей энергией потому, что на нее приходится не только кинетическая энергия (как в случае поступательного и вращательного движений), но и потенциальная, причем средние значения кинетической и потенциальной энергий одинаковы. 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: $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2\, i_{\text{колеб}}$

Внутренняя энергия идеального газа $U_m = \frac{i}{2}kTN_A = \frac{i}{2}RT$ или $U_m = \frac{m}{M}\frac{i}{2}RT = \nu\frac{i}{2}RT$

Теплоемкость $C = \frac{dQ}{dT}$ Удельная теплоемкость $c = \frac{dQ}{mdT}$ Молярная теплоемкость $C_m = \frac{dQ}{\nu dT}$ Связь между удельной и молярной теплоемкостями $C_m = cM$

Скорости, характеризующие состояние газа

1. Наиболее вероятная скорость $\upsilon_в = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$
2. Средняя скорость молекулы $\langle\upsilon\rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$
3. Средняя квадратичная скорость молекул $\langle\upsilon\rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$

Работа A′, совершаемая внешними телами над системой, численно равна и противоположна по знаку работе A, совершаемой самой системой над внешней средой: $A = -A'$ Полная работа, совершаемая газом при изменении его объема от V_1 до V_2 $A = \int_{V_1}^{V_2} pdV$ определяется площадью, ограниченной осью абсцисс, кривой $p = f(V)$ и прямыми V_1 и V_2.

Первый закон термодинамики: Теплота, сообщенная системе, идет на приращение внутренней энергии и совершение работы системой над внешними телами $\delta Q = dU + \delta A$, где dU - бесконечно малое изменение внутренней энергии системы, δA - элементарная работа, δQ - бесконечно малое количество теплоты. Первое начало термодинамики для 1 моль газа: $C_m dT = dU_m + pdV_m$

Молярная теплоемкость при постоянном объеме равна изменению внутренней энергии 1 моль газа при повышении его температуры на 1 К $C_V = \frac{dU_m}{dT}$ $C_V = \frac{iR}{2}$

Молярная теплоемкость при постоянном давлении $C_P = \frac{dU_m}{dT} + \frac{pdV_m}{dT}$

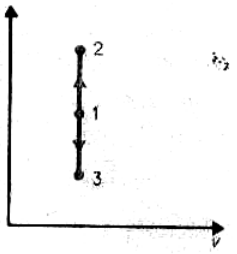


Рис. 81

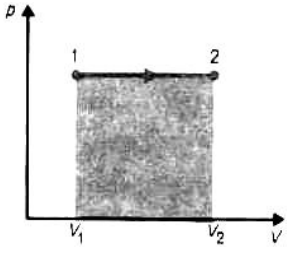


Рис. 82

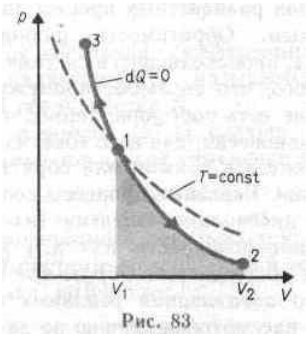


Рис. 83

Уравнение Майера $C_P = C_V + R$ или $C_P = \frac{(i+2)R}{2}$

Уравнение адиабаты (уравнение Пуассона) $pV^{\gamma} = const$ Показатель адиабаты, или коэффициент Пуассона $\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i}$ Уравнение политропы $pV^n = const$ Показатель политропы $n = \frac{C - C_P}{C - C_V}$ (при С = 0, $n = \gamma$ - уравнение адиабаты; при С = ∞, n = 1 - уравнение изотермы; при $C = C_P$, $n = 0$ - уравнение изобары; при $C = C_v$, $n = \pm\infty$ - уравнение изохоры).

Применение первого начала термодинамики к изопроцессам

Величина	Процесс			
	Изотермический T = const	Изобарный P = const	Изохорный V = const	Адиабатный $\delta Q = 0$
Работа	$A = \frac{mRT}{M}\ln\frac{V_2}{V_1}$ $A = \frac{mRT}{M}\ln\frac{p_1}{p_2}$	$A = p(V_2 - V_1)$ $A = \frac{mR(T_2 - T_1)}{M}$	A = 0	$A = \frac{m}{M}C_V(T_1 - T_2)$ Работа газа меньше, чем при изотермическом
Первое начало термодинамики	$\delta Q = \delta A$ Все количество теплоты, подводимое газу, расходуется на совершение им работы против внешних сил	$\delta Q = dU + \delta A$	$\delta Q = dU$ Теплота, сообщаемая газу, идет на увеличение его внутренней энергии	$\delta A = -dU$ Работа совершается за счет изменения внутренней энергии системы
Теплота	$Q = A = \frac{mRT}{M}\ln\frac{V_2}{V_1} = \frac{mRT}{M}\ln\frac{p_1}{p_2}$	$\delta Q = dU + \delta A$	$\delta Q = dU$ $\delta Q = dU = \frac{mC_V}{M}dT$	$\delta Q = 0$
Изменение внутренней энергии	$dU = \frac{mC_V}{M}dT = 0$ Внутренняя энергия не меняется	$dU = \frac{mC_V}{M}dT$	$\delta Q = dU$ $\delta Q = dU = \frac{mC_V}{M}dT$	$dU = \frac{m}{M}C_V dT$

<u>3.Практическое применение газовых законов, уравнений молекулярной физики и законов термодинамики.</u>

1. При нагревании идеального газа на 846 К при постоянном давлении объем его увеличивается в три раза. Найти начальную температуру газа.
2. В сосуде объемом 4 м^3 находится водород массой 1 г. Определить концентрацию молекул ($M_{H_2} = 2\cdot10^{-3}$ кг·моль$^{-1}$).
3. Найти импульс молекулы водорода при температуре $t = 20^0\,C$. Скорость молекулы считать равной средней квадратичной скорости.
4. Чему равна внутренняя энергия 1 моля идеального одноатомного газа при 27^{0}С?
5. Каков КПД идеальной паровой турбины, если пар поступает в турбину при 480 °С, а оставляет ее при температуре 30°С?

Контрольные вопросы

1. Почему термодинамический и статистический методы исследования макроскопических систем качественно различны и взаимно дополняют друг друга?
2. Как объяснить газовые законы с точки зрения молекулярно-кинетической теории?
3. В чем заключается молекулярно-кинетическое толкование давления газа? термодинамической температуры?
4. Как, зная функцию распределения молекул по скоростям, перейти к функции распределения по энергиям?
5. В чем суть распределения Больцмана?

Лекция 6 (11-12) Тепловые двигатели. Реальные газы. Явления переноса

План

1. Круговой процесс (цикл). Цикл Карно и его КПД для идеального теплового двигателя. Второе начало термодинамики. Независимость КПД цикла Карно от природы рабочего тела.
2. Реальные газы. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Сравнение изотерм Ван-дер-Ваальса с экспериментальными. *Явления переноса.*
3. Практическое применение второго начала термодинамики, уравнения Ван-дер-Ваальса, законов Фурье, Фика, Ньютона.

Тезисы:

1. Термический коэффициент полезного действия для кругового процесса $\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$, где Q_1— количество теплоты, полученное системой, Q_2 — количество теплоты, отданное системой. Приведенное количество теплоты - отношение теплоты Q, полученной телом в изотермическом процессе, к температуре T теплоотдающего тела, $\delta Q / T$. Приведенное количество теплоты, сообщаемое телу *в любом обратимом круговом процессе,* равно нулю: $\oint \frac{dQ}{T} = 0$ или $\frac{dQ}{T} = dS$ *Функция состояния,* дифференциалом которой является $\delta Q/T$, называется энтропией и обозначается S. Неравенство Клаузиуса $\Delta S \geq 0$ Энтропия замкнутой системы может *либо возрастать* (в случае необратимых процессов), *либо оставаться постоянной* (в случае обратимых процессов).

Изменение энтропии $\Delta S_{1\to 2}$ идеального газа при переходе его из состояния 1 в состояние 2 не зависит от вида процесса перехода: $\Delta S_{1\to 2} = \frac{m}{M}\left(C_V \ln\frac{T_2}{T_1} + R\ln\frac{V_2}{V_1}\right)$

Адиабатический обратимый процесс протекает при постоянной энтропии.

При изотермическом процессе $\Delta S = \frac{m}{M} R\ln\frac{V_2}{V_1}$, при изохорном $\Delta S = \frac{m}{M} C_V \ln\frac{T_2}{T_1}$

Термодинамическая вероятность W состояния системы — это *число способов,* которыми может быть реализовано данное состояние макроскопической системы.

Формула Больцмана $S = k \ln W$ (энтропия определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное макросостояние).

Статистическое толкование энтропии Энтропия является мерой неупорядоченности системы. Процессы в замкнутой системе идут в направлении от менее вероятных состояний к более вероятным, до тех пор, пока вероятность состояния не станет максимальной. Энтропия и термодинамическая вероятность состояний замкнутой системы могут либо возрастать (в случае необратимых процессов), либо оставаться постоянными (в случае обратимых процессов). Эти утверждения выполняются в системах, состоящих из очень большого числа частиц. Энтропия пропорциональна вероятности пребывания системы в определенном состоянии. Наиболее вероятным состоянием системы, состоящей из большого числа частиц, будет состояние, когда все частицы равномерно распределены по всему объему системы, т.е. они распределены хаотически. Поэтому возрастание энтропии означает, что любая система стремится в состояние с наибольшей вероятностью. Другими словами, наиболее вероятным состоянием системы является состояние полного хаоса.

Формулировки второго начала термодинамики

1. любой необратимый процесс в замкнутой системе происходит так, что энтропия системы при этом возрастает;
2. невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу;
3. невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является передача теплоты от менее нагретого тела к более нагретому.

Третье начало термодинамики (теорема Нернста — Планка): энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к абсолютному нулю: $\lim_{T \to 0} S = 0.$

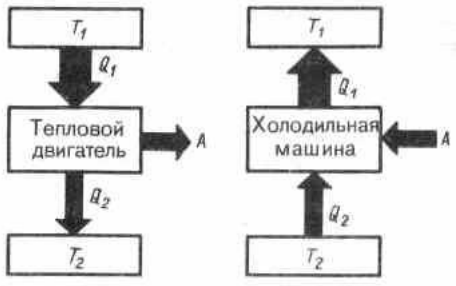


Рис. 85

Рис. 86

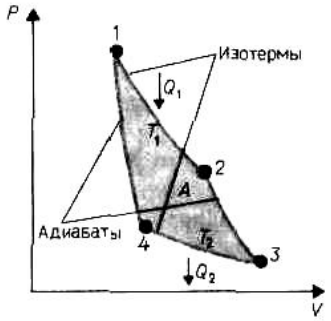


Рис. 87

Теорема Карно: из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей (T_1) и холодильников *(T_2),* наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом КПД обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела (тела, совершающего круговой процесс и обменивающегося энергией с другими телами). Цикл Карно – обратимый, наиболее экономичный цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат

КПД цикла Карно $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

2. Ван-дер-Ваальс первый сумел создать новую модель реального газа:
1) между молекулами действуют силы притяжения, которые по своей природе являются электрическими. Каждая молекула - шар диаметра d. Поэтому величину объема, входящего в уравнение Менделеева - Клапейрона, надо заменить на новую величину (V-b), где b рассматривается как некоторая поправка на истинный объем, доступный молекулам газа; 2) молекулы взаимодействуют не только друг с другом, но и с окружающими их стенками сосуда. Если силы взаимодействия между молекулами вдали от стенки в среднем компенсируют друг друга, то вблизи стенки на молекулу действует некоторая равнодействующая сила, направленная от стенки и стремящаяся уменьшить кинетическую энергию молекулы при ее ударе об стенку.

Уравнение Ван-дер-Ваальса (для 1 моль реального газа) $\left(p + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT$, где а и в – постоянные для каждого газа величины, определяемые опытным путем. Для произвольного количества вещества) $\left(p + \frac{\nu^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{\nu} - b\right) = RT$

Для исследования поведения реального газа рассмотрим изотермы Ван-дер-Ваальса - кривые зависимости p от V_m при заданных T, определяемые уравнением Ван-дер-Ваальса для *моля* газа. Эти кривые (рассматриваются для четырех различных температур) имеют довольно своеобразный характер. При высоких температурах ($T>T_к$) изотерма реального газа отличается от изотермы идеального газа только некоторым искажением ее формы, оставаясь монотонно спадающей кривой. При некоторой температуре $T_к$ на изотерме имеется лишь одна точка перегиба *К*. Эта изотерма называется критической, соответствующая ей температура $T_к$ — критической температурой. Критическая изотерма имеет лишь одну точку перегиба *К*, называемую критической точкой; в этой точке касательная к ней параллельна оси абсцисс. Соответствующие этой точке объем $V_к$ и давление $p_к$ называются также критическими. Состояние с критическими параметрами ($p_к$, $V_к$, $T_к$) называется критическим состоянием. При низких температурах ($T<T_к$) изотермы имеют волнообразный участок, сначала монотонно опускаясь вниз, затем монотонно поднимаясь вверх и снова монотонно опускаясь.

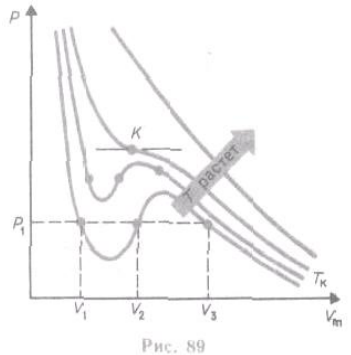


Рис. 89

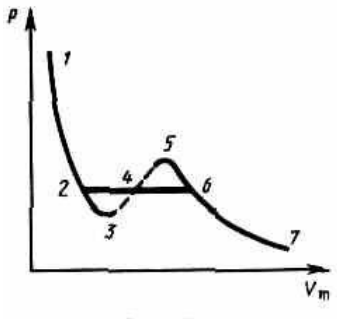


Рис. 90

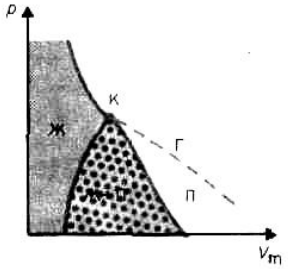


Рис. 91

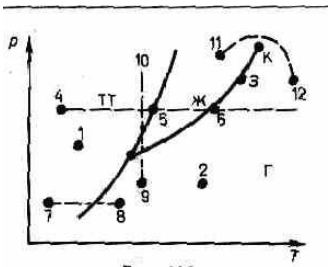


Рис. 116

Кривая, соответствующая уравнению Ван-Дер-Ваальса, пересекает горизонтальную прямую - изобару - в трех точках. Однако сразу становится ясным, что не все участки теоретической кривой могут быть реализованы. В частности, на

участке 3-5 увеличение объема сопровождается увеличением давления, что противоречит здравому смыслу. Газ же при температуре выше критической не может быть превращен в жидкость ни при каком давлении.

Участок *2—6* соответствующий двухфазным состояниям вещества. Правда, при некоторых условиях могут быть реализованы состояния, изображаемые участками ван-дер-ваальсовой изотермы *5—6* и *2—3*. Эти неустойчивые состояния называются метастабильными. Участок *2—3* изображает перегретую жидкость, *5—6* — пересыщенный пар. Обе фазы ограниченно устойчивы. При достаточно низких температурах изотерма пересекает ось V_m, переходя в область отрицательных давлений. Вещество под отрицательным давлением находится в состоянии растяжения. При некоторых условиях такие состояния также реализуются.

Уравнение Клайперона – Клаузиуса: производная от равновесного давления по температуре $\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}$, где L – теплота фазового перехода, T - температура перехода (процесс изотермический). Уравнение позволяет определить наклоны кривых равновесия.

Явления переноса возникают в газах в результате нарушения полной хаотичности движения молекул. Эти нарушения вызваны направленным воздействием на газ, приводящим в случае диффузии к неоднородной плотности, в случае теплопроводности – к разной температуре в различных слоях объема газа. Внутреннее трение связано с тем, что создается упорядоченное движение различных слоев газа с различными скоростями. Нарушение полной хаотичности движения молекул в явлениях переноса сопровождается отклонением от максвелловского закона распределения молекул по скоростям. Именно отклонениями от этого закона объясняется направленный перенос массы, импульса и внутренней энергии в газах.

Теплопроводность Для простоты ограничимся одномерными явлениями переноса. Систему отсчета выберем так, чтобы ось X была ориентирована в направлении переноса. Если в одной области газа средняя кинетическая энергия молекул больше, чем в другой, то с течением времени вследствие постоянных столкновений молекул происходит выравнивание средних кинетических энергий молекул, т.е. выравнивание температур. Закон Фурье $j_E = -K\frac{dT}{dx}$ Коэффициент теплопроводности $K = \frac{1}{3}C_V \rho \langle \upsilon \rangle \langle l \rangle$, где j_E - плотность теплового потока – величина, определяемая энергией, переносимой в форме теплоты в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси X, K – теплопроводность (коэффициент теплопроводности), dT/dx - градиент температуры, равный скорости изменения температура на единицу длины X в направлении нормали к этой площадке. Знак «минус» в формуле показывает, что при теплопроводности энергия переносится в направлении убывания температуры. Теплопроводность K численно равна плотности теплового потока при градиенте температуры, равном единице.

Явление диффузии заключается в том, что происходит самопроизвольное проникновение и перемешивание частиц двух соприкасающихся тел; диффузия сводится к обмену масс этих частиц, возникает и продолжается, пока существует

градиент плотности. Во время становления МКТ по вопросу диффузии возникали противоречия. Так как молекулы движутся с огромными скоростями, диффузия должна происходить очень быстро. Если же открыть в комнате сосуд с пахучим веществом, то запах распространится очень медленно. Однако противоречия здесь нет. Молекулы при атмосферном давлении обладают малой длиной свободного пробега и, сталкиваясь с другими молекулами, в основном «стоят» на месте.

Закон Фика $j_m = -D\frac{d\rho}{dx}$ Коэффициент диффузии $D = \frac{1}{3}\langle\upsilon\rangle\langle l\rangle$, где j_m – плотность потока массы – величина, определяемая массой вещества, диффундирующего в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси X, D - диффузия (коэффициент диффузии), dρ / dx - градиент плотности, равный скорости изменения плотности на единицу длины X в направлении нормали к этой площадке. Знак минус показывает, что перенос массы происходит в направлении убывания плотности. Диффузия D численно равна плотности потока массы при градиенте плотности, равном единице.

Механизм возникновения внутреннего трения между параллельными слоями газа (жидкости), движущимися с различными скоростями, заключается в том, что из-за хаотического теплового движения происходит обмен молекулами между слоями, в результате чего импульс слоя, движущегося быстрее, уменьшается, движущегося медленнее – увеличивается, что приводит к торможению слоя, движущегося быстрее, и ускорение слоя, движущегося медленнее.

Сила внутреннего трения между двумя слоями газа (жидкости) подчиняется закону Ньютона: $j_p = -\eta\frac{d\upsilon}{dx}$ Динамическая вязкость $\eta = \frac{1}{3}\rho\langle\upsilon\rangle\langle l\rangle$, где j_p – плотность потока импульса – величина, определяемая полным импульсом, переносимым в единицу времени в положительном направлении оси X через единичную площадку, перпендикулярную оси X, dv / dx - градиент скорости. Знак минус показывает, что импульс переносится в направлении убывания скорости. Динамическая вязкость численно равна плотности потока импульса при градиенте скорости, равном единице. Между коэффициентами переноса зависимости: $\eta = \rho D$ и $\eta C_V = K$

3.Практическое применение второго начала термодинамики.

1. Определить количество теплоты, сообщенное водороду массой 0,5 кг, нагретому при постоянном давлении на 100 К.
2. Коэффициенты диффузии и внутреннего трения при некоторых условиях равны $1{,}42\cdot10^{-4}$ м^2/с и 8,5 мкПа•с. Найдите концентрацию молекул воздуха
3. Углекислый газ массой 1 кг находится при температуре 290 К в сосуде вместимостью 20 л. Определить давление газа, если: 1) газ реальный; 2) газ идеальный. Объяснить различие в результатах. Поправки a и b принять равными соответственно 0,365 Н•м^4/моль^2 и $4{,}3\cdot10^{-5}$ м^3/моль.

Контрольные вопросы

1. В результате каких процессов может изменяться внутренняя энергия системы?
2. Почему все реальные процессы необратимы?
3. Зависит ли средняя длина свободного пробега молекул от температуры газа?
4. В чем сущность явлений переноса? Когда они возникают?
5. Чем отличаются реальные газы от идеальных?

Лекция 7 (13-14). Электростатика. Постоянный электрический ток

План

1. Расчет электрических полей методом суперпозиции. Поток вектора напряженности (электрического смещения). Теорема Остроградского-Гаусса для электростатического поля в вакууме.
2. Емкость конденсаторов различной геометрической конфигурации. Объемная плотность энергии электростатического поля.
3. Постоянный электрический ток. Разность потенциалов, электродвижущая сила, напряжение. Закон Ома для участка цепи. Классическая электронная теория электропроводности металлов. Закон Джоуля-Ленца. Правила Кирхгофа.
4. Практическое применение законов электростатики и постоянного тока.

Тезисы

1. Напряженность электростатического поля в данной точке есть физическая величина, определяемая силой, действующей на единичный положительный заряд, помещенный в эту точку поля: $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q_0}$ Напряженность поля точечного заряда в вакууме $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}$ или $E = k\frac{Q}{r^2}$

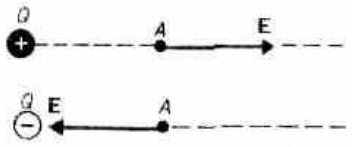


Рис. 118

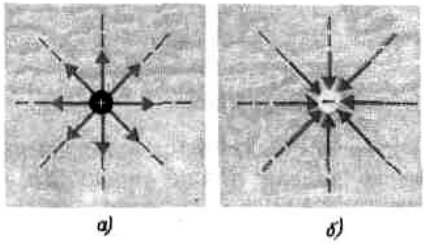


Рис. 120

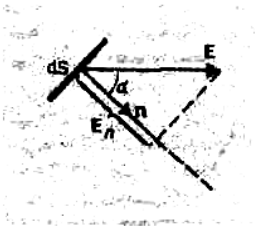


Рис. 121

Единица напряженности электростатического поля - ньютон на кулон (Н/Кл): 1 Н/Кл — напряженность такого поля, которое на точечный заряд 1 Кл действует с силой в 1 Н; 1 Н/Кл=1 В/м, где В (вольт) - единица потенциала электростатического поля. Линии напряженности — линии, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора Е. Принцип суперпозиции: напряженность результирующего поля, создаваемого системой зарядов, равна *геометрической сумме* напряженностей полей, создаваемых в данной точке каждым из зарядов в отдельности: $\vec{E} = \sum_{i=1}^{n}\vec{E}_i$

Величина $d\Phi_E = E_n dS = \vec{E}d\vec{S}$ называется потоком вектора напряженности через площадку dS. Здесь dS == dSn — вектор, модуль которого равен dS, а направление совпадает с направлением нормали n к площадке. Единица потока вектора напряженности электростатического поля— 1 В•м. Для произвольной замкнутой поверхности *S* поток вектора Е через эту поверхность $\Phi_E = \oint_S E_n dS = \oint_S \vec{E}d\vec{S}$

1. Напряженность поля на продолжении оси диполя в точке *A* $E = k\frac{2Ql}{r^3} = k\frac{2p}{r^3}$

2. Напряженность поля на перпендикуляре, восставленном к оси из его середины, в точке *B* $E = k\frac{p}{(r')^3}$, где *r'*— расстояние от точки *B* до середины плеча диполя.

Теорема ОСТРОГРАДСКОГО-Гаусса для электростатического поля в вакууме: поток вектора напряженности электростатического поля в вакууме сквозь произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности зарядов, деленной на ε0: $\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} Q_i$ или $\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\int_V \rho dV$ Объемная плотность заряда $\rho = \frac{dQ}{dV}$, поверхностная плотность заряда $\sigma = \frac{dQ}{dS}$, линейная плотность заряда $\tau = \frac{dQ}{dl}$

Применение теоремы ОСТРОГРАДСКОГО-Гаусса к расчету некоторых электростатических полей в вакууме

1) Поле равномерно заряженной бесконечной плоскости $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}$

2) Поле двух бесконечных параллельных разноименно заряженных плоскостей $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$

3) Поле равномерно заряженной сферической поверхности $E = k\frac{Q}{r^2}$, где r ≥R

4) Поле объемно заряженного шара $E = k\frac{Q}{R^3}r'$, где $r' \le$ R.

5) Поле равномерно заряженного бесконечного цилиндра (нити) $E = \frac{k\tau}{2r}$, где r ≥ R

Работа, совершаемая при перемещении электрического заряда во внешнем электростатическом поле по любому замкнутому пути *L*, равна нулю. Тогда $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = \oint_L E_l dl = 0$, где интеграл $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = \oint_L E_l dl$ - называется циркуляцией вектора напряженности. Циркуляция вектора напряженности электростатического поля вдоль любого замкнутого контура равна нулю.

Работа сил электростатического поля $A_{12} = k\frac{QQ_0}{r_1} - k\frac{QQ_0}{r_2} = U_1 - U_2$ Потенциальная энергия заряда Q_0, находящегося в поле заряда Q на расстоянии r от него $U = k\frac{QQ_0}{r}$

Потенциал в какой-либо точке электростатического поля есть физическая величина, определяемая потенциальной энергией единичного положительного заряда, помещенного в эту точку $\varphi = \frac{U}{Q_0}$ Потенциал поля точечного заряда $\varphi = k\frac{Q}{r}$

Работа, совершаемая силами электростатического поля при перемещении заряда Q_0 из точки *1* в точку *2* $A_{12} = U_1 - U_2 = Q_0(\varphi_1 - \varphi_2)$ Разность потенциалов в электростатическом поле определяется работой, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного заряда. Единица потенциала — вольт (В). Если поле создается несколькими зарядами, то потенциал поля системы зарядов равен *алгебраической* сумме потенциалов полей всех этих зарядов: $\varphi = \sum_{i=1}^{n}\varphi_i = k\sum_{i=1}^{n}\frac{Q_i}{r_i}$

Напряженность поля равна градиенту потенциала со знаком минус. Знак минус определяется тем, что вектор напряженности Е поля направлен в *сторону убывания* потенциала $E = -grad\varphi$

Вычисление разности потенциалов по напряженности поля

1) Разность потенциалов между точками, лежащими на расстояниях x_1, и x_2 от плоскости $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}(x_2 - x_1)$

2) Разность потенциалов между плоскостями, расстояние между которыми равно d: $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} d$

3) Разность потенциалов между двумя точками, лежащими на расстояниях r_1 *и* r_2 от центра сферы *(*r_1*>R,* r_2*>R)* $\varphi_1 - \phi_2 = kQ\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$

4) Внутри сферической поверхности потенциал всюду одинаков и равен $\varphi = k\frac{Q}{R}$

2. Вектор электрического смещения $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$ или $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$ Единица электрического смещения — кулон на метр в квадрате (Кл/м^2). Аналогично, как и поле Е, поле D изображается с помощью линий электрического смещения, направление и густота которых определяются точно так же, как и для линий напряженности. *Линии вектора* Е *могут начинаться и заканчиваться на любых зарядах — свободных и связанных, в то время как линии вектора* D *— только на свободных зарядах.* Через области поля, где находятся связанные заряды, линии вектора D проходят не прерываясь.

Теорема Гаусса для электростатического поля в диэлектрике: поток вектора смещения электростатического поля в диэлектрике сквозь произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности *свободных* электрических зарядов: $\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^{n} Q_i$

Из опыта следует, что разные проводники, будучи одинаково заряженными, имеют различные потенциалы. Поэтому для уединённого проводника величину $C = \frac{|Q|}{\varphi}$ называют электроёмкостью уединённого проводника. Ёмкость 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. Единица электроёмкости – фарад (Ф); 1Ф – ёмкость такого уединённого проводника, потенциал которого изменяется на 1В при сообщении ему заряда 1Кл.

Потенциал шара радиуса шара радиуса R, находящегося в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε, равен $\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{\varepsilon R}$, отсюда электроёмкость шара $C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R$. Из формулы вытекает также, что единица электрической постоянной ε_0 – фарад на метр (Ф/м) .

На практике необходимы устройства, обладающие способностью при малых размерах и небольших относительно окружающих тел потенциалах накапливать значительные по величине заряды, иными словами, обладать большой ёмкостью. Эти устройства получили название конденсаторов. Если к заряженному проводнику приближать другие тела, то на них возникают индуцированные (на проводнике) или связанные (диэлектрике) заряды, причём ближайшими к наводящему заряду Q будут заряды противоположного знака. Эти заряды, ослабляют поле, понижают потенциал, повышают его электроёмкость.

Конденсатор состоит из двух проводников, разделённых диэлектриком. На емкость конденсатора не должны оказывать влияния окружающие тела, поэтому проводникам придают такую форму, чтобы поле, создаваемое накапливаемыми зарядами было сосредоточено в узком зазоре между обкладками конденсатора. Этому условию удовлетворяют: две плоские пластины; два коаксиальных цилиндра; две концентрические сферы. Поэтому в зависимости от формы обкладок конденсаторы делятся на плоские, цилиндрические и сферические.

Так как поле сосредоточено внутри конденсатора, то линии напряженности начинаются на одной обкладке и заканчиваются на другой, поэтому свободные заряды, возникающие на разных обкладках, являются равными по модулю разноимёнными зарядами.

Под емкостью конденсатора понимается физическая величина, равная отношению заряда Q, накопленного в конденсаторе, к разности потенциалов между его обкладками: $C = Q/(\varphi_1 - \varphi_2)$ Ёмкость плоского конденсатора, состоящего из двух параллельных металлических пластин площадью S каждая, расположенных на расстоянии d друг от друга и имеющих заряды +Q и –Q: $C = \varepsilon_0 \varepsilon S/d$

Емкость конденсаторов различной геометрической конфигурации.

1)Электроёмкость цилиндрического конденсатора, состоящего из двух полых коаксиальных цилиндров с радиусами r_1 и r_2, вставленных один в другой: $C = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon l/\ln(r_2/r_1)$ 2)Электроёмкость сферического конденсатора, состоящего из двух концентрических обкладок, разделённых сферическим слоем диэлектрика: $C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \frac{r_1 r_2}{r_1 - r_2}$ *Вывод: ёмкость конденсаторов любой формы прямо пропорциональна диэлектрической проницаемости диэлектрика, заполняющего пространство между обкладками.* Поэтому применение в качестве прослойки сегнетоэлектриков значительно увеличивает ёмкость конденсаторов.

Для увеличения ёмкости и варьирования её возможных значений конденсаторы соединяют в батареи, при этом используются их параллельное и последовательное соединения. У параллельно соединённых конденсаторов ёмкость батареи $C = Q/(\varphi_A - \varphi_B) = (C_1 + C_2 + ... + C_n) = \sum_{i=1}^{n} C_i$, т.е. при параллельном соединении конденсаторов она равна сумме емкостей отдельных конденсаторов. При последовательсном соединении конденсаторов заряды всех обкладок равны по

модулю $1/C = Q\sum_{j=1}^{n}(1/C_i)$, т.е. при последовательном соединении конденсаторов суммируются величины, обратные ёмкостям.

Электростатические силы взаимодействия консервативны, следовательно, система зарядов обладает потенциальной энергией. Потенциальная энергия системы двух неподвижных точечных зарядов Q_1 и Q_2, находящихся на расстоянии друг от друга: $W = Q_1\varphi_{12} = Q_2\varphi_{21} = \frac{1}{2}(Q_1\varphi_{12} + Q_2\varphi_{21})$. В случае n неподвижных зарядов энергия взаимодействия системы точечных зарядов равна $W = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} Q_i\varphi_i$, где φ_i - потенциал, создаваемый в той точке, где находится заряд Q_i, всеми зарядами, кроме i-го.

Энергия заряженного конденсатора $W = C\varphi^2/2 = Q\varphi/2 = Q^2/(2C)$

Энергия электростатического поля $W = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2} Sd = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2} V$

Объемная плотность энергии электростатического поля

(энергия единицы объема) $w = W/V = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2}$

3. Носителями тока в металлах являются свободные электроны, т.е. электроны, слабо связанные с ионами кристаллической решетки металла. Это представление о природе носителей тока в металлах основывается на электронной теории проводимости металлов, созданной П.Друде и Х.Лоренцем. Идея опытов принажлежат С.Л.Мандельштаму и Н.Д.Папалекси. По значению удельного заряда носителей тока и по определенному ранее Р.Милликеном элементарному заряду было окончательно доказано, что носителями электрического тока в металлах являются свободные электроны. Существование свободных электронов в металлах можно объяснить: при образовании кристаллической решетки металла валентные электроны, сравнительно слабо связанные с атомными ядрами, отрываются от атомов металла, становятся «свободными» и могут перемещаться по всему объему. Так, в узлах кристаллической решетки располагаются ионы металла, а между ними хаотически движутся свободные электроны, образуя электронный газ.

Электроны проводимости при своем движении сталкиваются с ионами решетки, в результате чего устанавливается термодинамическое равновесие. По теории Друде - Лоренца, электроны обладают такой же энергией теплового движения, как и молекулы одноатомного газа. Поэтому можно найти среднюю скорость теплового движения электронов $\langle u\rangle = \sqrt{8kT/\pi m_e}$, которая для Т = 300 К равна 1,1*10^5 м/с. Тепловое движение электронов, являясь хаотическим, не может привести к возникновению тока.

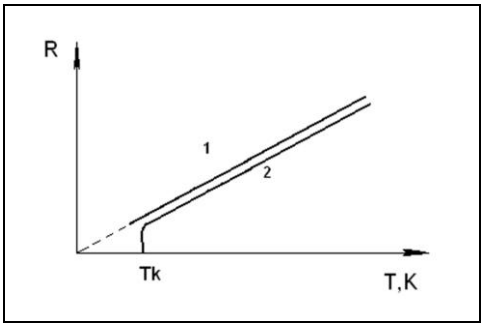
При наложении внешнего электрического поля на металлический проводник, кроме теплового движения электронов, возникает их упорядоченное движение, т.е. возникает электрический ток. Среднюю скорость $\langle v\rangle$ упорядоченного движения электронов можно оценить: $j = ne\langle v\rangle$. Выбрав допустимую плотность тока, например для медных проводов 10^7 А/м², получим, что при концентрации носителей тока $n = 8\cdot 10^{28}\,м^{-3}$ средняя скорость $\langle v\rangle$ упорядоченного движения равна 7,8*10^{-4} м/с.

Закон Видемана-Франца: отношение теплопроводности (λ) к удельной проводимости (γ) для всех металлов при одной и той же температуре одинаково и увеличивается пропорционально термодинамической температуре $\frac{\lambda}{\gamma} = \beta T$, где β - постоянная, не зависящая от рода металла. Элементарная классическая теория электропроводности металлов столкнулась еще с рядом трудностей при объяснении различных опытных данных: 1.Температурная зависимость сопротивления 2.Оценка средней длины свободного пробега электронов в металлах. 3.Теория металлов По закону Дюлонга-Пти теплоемкость одноатомного кристалла равна C = 3R. Однако наличие электронов проводимости практически не сказывается на значении теплоемкости, что не объясняется классической электронной теорией.

Электрическим током называется любое упорядоченное (направленное) движение электрических зарядов. Сила тока – скалярная физическая величина, определяемая электрическим зарядом, проходящим через поперечное сечение проводника в единицу времени $I = \frac{dQ}{dt}$ Единица силы тока - ампер (А). Плотность тока - физическая величина, определяемая силой тока, проходящего через единицу площади поперечного сечения проводника, перпендикулярного направлению тока $\vec{j} = \frac{d\vec{I}}{dS}$ Единица плотности тока - ампер на метр в квадрате (А/м²). $\vec{j} = ne\langle\vec{v}\rangle$ или $\gamma = \frac{ne^2\langle l\rangle}{2m\langle u\rangle}$, где n – концентрация электронов, v – скорость их движения. Сила тока сквозь произвольную поверхность $I = \int_S \vec{j} d\vec{S}$, где $d\vec{S} = \vec{n}\, dS$. Напряжение - физическая величина, определяемая работой, совершаемой суммарным полем электростатических (кулоновских) и сторонних сил при перемещении единичного положительного заряда на данном участке цепи. $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \xi_{12}$ Напряжение на концах участка цепи равно разности потенциалов в том случае, если на этом участке не действует ЭДС, т.е. сторонние силы отсутствуют.

Закон Ома для однородного участка цепи (отсутствие источника тока): сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника $I = \frac{U}{R}$. Единица сопротивления – ом (Ом). Электрическая проводимость проводника $G = \frac{1}{R}$ Единица проводимости – сименс (См). Сопротивление проводников зависит от его размеров и формы, а также от материала, из которого проводник изготовлен. Для однородного линейного проводника $R = \rho\frac{l}{S}$, где ρ – удельное электрическое сопротивление. Единица удельного электрического сопротивления – ом*метр (Ом*м). Закон Ома в дифференциальной форме (связывает плотность тока в любой точке внутри проводника с напряженностью электрического поля в этой же точке) $\vec{j} = \gamma\vec{E}$.

Удельная электрическая проводимость $\gamma = \frac{1}{\rho}$, единица измерения - сименс на метр (См/м). Зависимость сопротивления от температуры $\boxed{\rho = \rho_0(1+\alpha t),\ R = R_0(1+\alpha t)}$



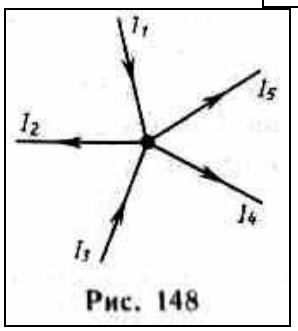


Рис. 148

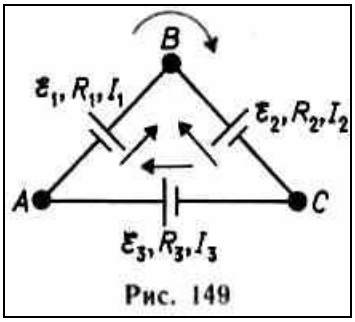


Рис. 149

Работа тока $dA = U\ dI\ q$ или $dA = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt$ Мощность тока $P = \frac{dA}{dt} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}$ Закон Джоуля-Ленца $dQ = dA = IUdt = I^2 Rdt = \frac{U^2}{R} dt$ или $dQ = I^2 Rdt = \frac{\rho dl}{dS}(jdS)^2 dt = \rho j^2 dVdt$ Удельная тепловая мощность тока - количество теплоты, выделяющее за единицу времени в единице объема. $w = \frac{ne^2\langle l\rangle}{2m\langle u\rangle} E^2$. Закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме $w = \rho j^2$ или $w = jE = \gamma E^2$ Закон Ома для неоднородного участка цепи в интегральной форме (обобщенный закон Ома) $I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \xi_{12}}{R}$ Для замкнутой цепи $\varphi_1 = \varphi_2$; тогда $I = \xi / R$, или $I = \xi/(r+R)$., если r-внутреннее сопротивление источника тока, R - сопротивление внешней цепи. Для разомкнутой цепи $\xi_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$, Чтобы найти ЭДС источника тока, надо измерить разность потенциалов на его клеммах при разомкнутой цепи.

Любая точка разветвления цепи, в которой сходится не менее трех проводников с током, называется узлом. Ток, входящий в узел, считается положительным, а ток, выходящий из узла - отрицательным.

Первое правило Кирхгофа: алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю $\sum_k I_k = 0$ Например, для рис.: $I_1 - I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0.$ Первое правило Кирхгофа вытекает из закона сохранения электрического заряда. 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 ЭДС ξ_k, встречающихся в этом контуре $\sum_i I_i R_i = \sum_k \xi_k.$ При расчете сложных цепей постоянного тока 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, ЭДС, 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 ЭДС рассматриваемой цепи); каждый рассматриваемый контур должен содержать хотя бы один элемент, не содержащийся в предыдущих контурах, иначе получатся уравнения, являющиеся простой комбинацией уже составленных.

4.Практическое применение законов электростатики и постоянного тока.

1. Определить напряженность электрического поля E в точке, лежащей посередине между зарядами. Q_1 = 2 мкКл и Q_2 = 6 мкКл, расстояние между которыми r = 60 см.
2. Определить потенциальную энергию системы двух точечных зарядов Q_1 = 40 нКл и Q_2 = 20 нКл, находящихся на расстоянии r = 9 см друг от друга.
3. Напряженность поля создаваемого бесконечной равномерно заряженной плоскостью на расстоянии 2 м от нее равна 100 В/м. Чему равна напряженность поля, если увеличить расстояние на 3 м?
4. Определить энергию уединенной сферы радиусом 12 см, заряженной до потенциала 3 кВ.
5. Плоский конденсатор емкостью 0,02 мкФ соединили с источником тока, в результате чего он приобрел заряд 10^{-8} Кл. Найти значение напряженности поля между пластинами конденсатора, если расстояние между ними 5 мм.
6. Определить внутреннее сопротивление источника питания с ε = 10 В, если по проводнику с R = 3 Ом течет ток силой I = 2 А.
7. Определить заряд Q, прошедший в проводнике, если сила тока в нем равномерно нарастает со временем от I(0) = 0 до I(6) = 4 А.
8. Амперметр измеряет ток силой до 1 А. Определить наибольшую силу тока, которую может измерить зашунтированный амперметр, если R_A = 0,03 Ом, а $R_ш$ = 10 мОм.
9. Источник тока, ЭДС которого равна 1,5 В, дает во внешнюю цепь силу тока 1А. Внутреннее сопротивление источника 0,2 Ом. Определить КПД источника.
10. Определить напряжение на железном проводнике (ρ = 0,1 мкОм·м) длиной 20 м и плотностью тока 4 МА / $м^2$ в нем.

Контрольные вопросы

1. Какие поля называются электростатическими?
2. В чем заключается физический смысл электродвижущей силы, действующей в цепи? напряжения? разности потенциалов?
3. Почему тепловое движение электронов не может привести к возникновению электрического тока?
4. Как классическая теория электропроводности металлов объясняет зависимость сопротивления металлов от температуры?
5. В чем заключаются трудности элементарной классической теории электропроводности металлов? Каковы границы ее применения?

МОДУЛЬ 2 ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ, ОПТИКА, КВАНТОВАЯ И АТОМНАЯ ФИЗИКА

Лекция 8 (15-16) Магнитное поле в вакууме

План

1. Магнитная индукция. Закон Био-Савара-Лапласа и его применение к расчету магнитного поля.
2. Движение заряженной частицы в магнитном поле. Контур с током в магнитном поле. Магнитный поток.
3. Практическое применение законов магнетизма.

ТЕЗИСЫ

1. Магнитное поле – это силовое поле в пространстве, окружающем токи и постоянные магниты. Наличие магнитного поля обнаруживается по силовому действию на внесенные в него проводники с током или постоянные магниты. Особенность магнитного поля: создается только движущимися зарядами и действует только на движущиеся в этом поле заряды. За направление магнитного поля принимается направление, вдоль которого располагается положительная нормаль к рамке (рис. 161).

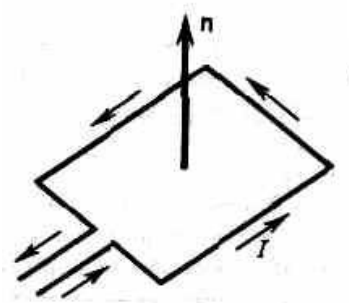


Рис. 161

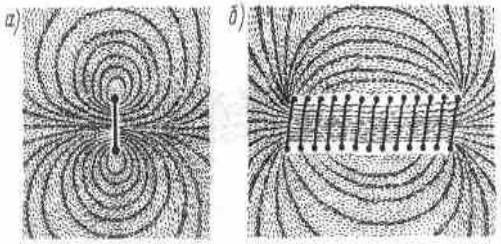


Рис. 162

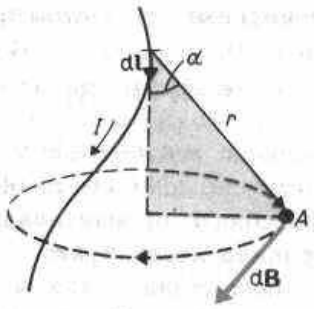


Рис. 164

Вращающий момент сил $\boxed{\vec{M} = [\vec{p}_m \vec{B}]}$, его модуль $\boxed{M = p_m B \sin\alpha}$, где B — вектор магнитной индукции $\boxed{B = \frac{M_{\max}}{p_m}}$, p_m — вектор магнитного момента рамки с током. Для плоского контура с током $\boxed{\vec{p}_m = IS\vec{n}}$. На рис. 162, а показаны линии магнитной индукции поля кругового тока, на рис. 162, б — линии магнитной индукции поля соленоида. Линии магнитной индукции всегда *замкнуты* и охватывают проводники с током. На рис. 163 изображены линии магнитной индукции полосового магнита; они выходят из северного полюса и входят в южный. Магнитное поле *макротоков* описывается вектором напряженности H. Для однородной изотропной среды $\boxed{\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}}$, где $\boxed{\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\,\frac{H}{A^2}}$ 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 $\vec{B} = \sum_{i=1}^{n} \vec{B}_i$. Закон Био — Савара — Лапласа для проводника с током *I*, элемент которого d*l* создает в некоторой точке *A* (рис. 164) индукцию поля dB, записывается в виде $d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}$. Модуль вектора dB $dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Idl\sin\alpha}{r^2}$

Ампер установил, что сила dF, с которой магнитное поле действует на элемент проводника d*l* с током, находящегося в магнитном поле, прямо пропорциональна силе тока *I* в проводнике и векторному произведению элемента длиной dl проводника на магнитную индукцию B: $d\vec{F} = I[d\vec{l}, \vec{B}]$

Направление вектора dF может быть найдено по правилу левой руки. Модуль силы Ампера $dF = IBdl\sin\alpha$, где a — угол между векторами dl и B. *два параллельных тока одинакового направления притягиваются друг к другу* с силой $dF = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1I_2}{R} dl$. Если *токи имеют противоположные направления,* то, используя правило левой руки, можно показать, что между ними действует *сила отталкивания*. Единица магнитной индукции — тесла (Тл): 1Тл=1Н/(А•м). $H = \frac{B}{\mu_0}$ Единица напряженности магнитного поля — ампер на метр (А/м): 1 А/м — напряженность такого поля, магнитная индукция которого в вакууме равна $4\pi \cdot 10^{-7}$ Тл. Модуль магнитной индукции $B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Q\upsilon}{r^2} \sin\alpha$, где a — угол между векторами v и r.

Сила, действующая на электрический заряд *Q*, движущийся в магнитном поле со скоростью v, называется силой Лоренца $\vec{F} = Q[\vec{\upsilon}\vec{B}]$. Направление силы Лоренца определяется с помощью правила левой руки. На рис. 169 показана взаимная ориентация векторов v, B и F для положительного заряда. Модуль силы Лоренца $F = Q\upsilon B\sin\alpha$, где α — угол между v и B. *Магнитное поле не действует на покоящийся электрический заряд*. Сила Лоренца работы не совершает.

Если на движущийся заряд действует и поле с напряженностью E, то результирующая сила F, приложенная к заряду $\vec{F} = Q\vec{E} + Q[\vec{\upsilon}\vec{B}]$ - формула Лоренца.

Циркуляция вектора B по замкнутому контуру $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L B_l dl$.

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме (теорема о циркуляции вектора B): циркуляция вектора B по произвольному замкнутому контуру равна произведению магнитной постоянной μ_0 на алгебраическую сумму токов,

охватываемых этим контуром $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^{n} I_k$, где k — число проводников с токами, охватываемых контуром L произвольной формы. Циркуляция вектора Е электростатического поля всегда равна нулю, т. е. электростатическое поле является *потенциальным.* Циркуляция вектора В магнитного поля не равна нулю. Такое поле называется *вихревым.* Поток вектора магнитной индукции (магнитный поток) через площадку dS называется *скалярная* физическая величина, равная $d\Phi_B = \vec{B}d\vec{S} = B_n dS$.

Поток вектора магнитной индукции Φ_B через произвольную поверхность $\Phi_B = \int_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B_n dS$. Для однородного поля $\Phi_B = BS$. Отсюда единица магнитного потока вебер: 1 Вб = 1 Тл • м^2.

Теорема Гаусса для поля В: поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю $\oint_S \vec{B}d\vec{S} = \oint_S B_n dS = 0$

3.Практическое применение законов магнетизма.

1. Найдите индукцию и напряженность магнитного поля прямого тока в точке, находящейся на расстоянии 30 см от проводника, по которому течет ток 1 А. Окружающей средой является воздух.
2. Два параллельных провода длиной 2 м каждый находятся в воздухе, на расстоянии 5 см друг от друга. По проводам течет ток силой 0,2 А. Найдите силу взаимодействия проводов.
3. По двум длинным прямым проводникам, находящимся на расстоянии 5 см друг от друга, протекают токи по 10 А в одном направлении. Определить индукцию магнитного поля в точке, находящейся на расстоянии 3 см от каждого проводника.
4. Сила тока в горизонтально расположенном проводнике длиной 20 см и массой 4 г равна 10 А. Найти индукцию магнитного поля, в которое нужно поместить проводник, чтобы сила тяжести уравновесилась силой Ампера.

Контрольные вопросы

1. Как определяют направление вектора магнитной индукции?
2. Что такое линии магнитной индукции? Как определяется их направление?
3. Чем они отличаются от линий напряженности электростатического поля?
4. Чему равна работа силы Лоренца при движении протона в магнитном поле?
5. Какой вывод можно сделать, сравнивая циркуляцию векторов **Е** и **В**?

Лекция 9 (17-18) Магнитное поле в веществе. Электромагнетизм

План

1. Явление электромагнитной индукции. Правило Ленца. Закон электромагнитной индукции.

2. Явление самоиндукции. Индуктивность. Энергия системы проводников с током. Объемная плотность энергии магнитного поля.

3. Практическое применение законов электромагнетизма

ТЕЗИСЫ

1. Электрические токи создают вокруг себя магнитное поле. Связь магнитного поля с током привела к многочисленным попыткам возбудить ток в контуре с помощью магнитного поля. Эта фундаментальная задача была блестяще решена в 1831 г. английским физиком М. Фарадеем, открывшим явление электромагнитной индукции, заключающееся в том, что в замкнутом проводящем контуре при изменении потока магнитной индукции, охватываемого этим контуром, возникает электрический ток, получивший название индукционного.

Обобщая результаты своих многочисленных опытов, Фарадей пришел к выводу, что индукционный ток возникает всегда, когда происходит изменение сцепленного с контуром потока магнитной индукции. Например, при повороте в однородном магнитном поле замкнутого проводящего контура в нем также возникает индукционный ток. В данном случае индукция магнитного поля вблизи проводника остается постоянной, а меняется только поток магнитной индукции через площадь контура.

Опытным путем было также установлено, что значение индукционного тока совершенно не зависит *от способа изменения потока магнитной индукции,* а определяется лишь *скоростью* его изменения (в опытах Фарадея также доказывается, что отклонение стрелки гальванометра (сила тока) тем больше, чем больше скорость движения магнита, или скорость изменения силы тока, или скорость движения катушек).

Открытие явления электромагнитной индукции имело большое значение, так как была доказана возможность получения электрического тока с помощью магнитного поля. Этим была установлена взаимосвязь между электрическими и магнитными явлениями, что послужило в дальнейшем толчком для разработки теории электромагнитного поля.

Обобщая результаты своих многочисленных опытов, Фарадей пришел к количественному закону электромагнитной индукции. Он показал, что всякий раз, когда происходит изменение сцепленного с контуром потока магнитной индукции, в контуре возникает индукционный ток; возникновение индукционного тока указывает на наличие в цепи электродвижущей силы, называемой электродвижущей силой электромагнитной индукции.

Закон Фарадея ЭДС электромагнитной индукции в контуре численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную этим контуром. Этот закон универсален: ЭДС не зависит от способа изменения магнитного потока $\boxed{\xi_i = -\frac{d\Phi}{dt}}$

Знак минус показывает, что увеличение потока ($d\Phi/dt>0$) вызывает э.д.с. $\xi\xi_i<0$, т. е. поле индукционного тока направлено навстречу потоку; уменьшение потока ($d\Phi/dt<0$) вызывает $\xi_i>0$, т. е. направления потока и поля индукционного тока совпадают. Знак минус в формуле является математическим выражением правила Ленца — общего правила для нахождения направления индукционного тока, выведенного в 1833 г.

Правило Ленца: индукционный ток в контуре имеет всегда такое направление, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызвавшего этот индукционный ток.

Э.д.с. электромагнитной индукции выражается в вольтах.

2. Циркуляция вектора E_B поля по любому неподвижному контуру проводника представляет собой э.д.с. электромагнитной индукции $\boxed{\oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = \xi_i = -\frac{d\Phi}{dt}}$. Если в однородном магнитном поле равномерно вращается рамка, то в ней возникает переменная э.д.с., изменяющаяся по гармоническому закону.

Индуктивность – это физическая величина, характеризующая магнитные свойства электрической цепи. Индуктивность контура определяется магнитным потоком, сцепленным с контуром, когда ток, создающий этот поток, равен единице $\boxed{L = \frac{\Phi}{I}}$. Индуктивность контура в общем случае зависит только от геометрической формы контура, его размеров и магнитной проницаемости той среды, в которой он находится. Единица индуктивности - генри (Гн): 1 Гн=1 Вб/А=1В•с/А. Индуктивность соленоида $\boxed{L = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l}}$. Из закона Фарадея следует, что *любое* изменение сцепленного с контуром потока магнитной индукции приводит к возникновению электродвижущей силы индукции и вследствие этого появляется индукционный ток.

3.Практическое применение законов электромагнетизма

1. Напряженность однородного магнитного поля в меди равна 10 А/м. Определить магнитную индукцию поля, создаваемого молекулярными токами, если диамагнитная восприимчивость меди $8{,}8 \cdot 10^{-8}$.
2. По обмотке соленоида индуктивностью 1 мГн, находящегося в диамагнитной среде, течет ток 2 А. Соленоид имеет длину 30 см, площадь поперечного сечения 10 $см^2$ и 400 витков. Определить внутри соленоида: магнитную индукцию; намагниченность.
3. Поток магнитной индукции через площадь поперечного сечения соленоида (без сердечника) 5 мкВб. Длина соленоида 25 см. Определить магнитный момент этого соленоида.
4. При вращении рамки в однородном магнитном поле магнитный поток Ф, пронизывающий рамку, изменяется по закону $\Phi = BS\cos\omega t$, где B = 5 мВб, S = 400 $см^2$, ω = 100 $с^{-1}$. Определить максимальное значение ЭДС, возникающее в рамке, если рамка содержит 4000 витков.
5. Из провода изготовлена катушка длиной 6,28 см радиусом 1 см. Она содержит 200 витков и по ней проходит ток 1 А. Найти магнитный поток внутри катушки.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте правило Ленца, проиллюстрировав его примерами.
2. Закон Фарадея. Какова природа э.д.с. электромагнитной индукции?
3. Почему сердечники трансформаторов не делают сплошными?
4. В чем заключается физический смысл индуктивности контура? взаимной индуктивности двух контуров? От чего они зависят?

Лекция 10 (19-20) Электромагнитные колебания и волны.

План

1. Гармонические электромагнитные колебания и их характеристики. Дифференциальное уравнение плоской электромагнитной волны.
2. Поток энергии. Вектор Умова-Пойнтинга.
3. Практическое применение уравнений электромагнитных колебаний и волн.

ТЕЗИСЫ

1. Свободные затухающие колебания — колебания, амплитуда которых из-за потерь энергии реальной колебательной системой с течением времени уменьшается. Закон затухающих колебаний определяется свойствами колебательных систем. Закон Ома для контура RLC $\boxed{IR + U_c = \varepsilon_s}$ $\boxed{L\frac{dI}{dt} + IR + \frac{Q}{C} = 0}$, где IR - напряжение на резисторе. Дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний *заряда в контуре* $\boxed{Q + \frac{R}{L}Q + \frac{1}{LC}Q = 0}$ или $\boxed{Q + 2\delta Q + \omega_0{}^2 Q = 0}$, где δ - коэффициент затухания, равный $\boxed{\delta = \frac{R}{2L}}$. Его решение $\boxed{Q = Q_m \ell^{-\delta t}\cos(\omega t + \varphi)}$. Затухающие колебания не являются периодическими. Амплитуда затухающих колебаний $\boxed{Q = Q_m e^{-\delta t}}$. Циклическая частота $\boxed{\omega = \sqrt{\omega_0{}^2 - \delta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}$ Период $\boxed{T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}}$.

Характеристиками колебательных систем являются декремент затухания, время релаксации, логарифмический декремент затухания, добротность системы.

Если *A(t)* и *A(t+T)*— амплитуды двух последовательных колебаний, соответствующих моментам времени, отличающимся на период, то отношение $\boxed{\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\delta T}}$ называется декрементом затухания, а его логарифм $\boxed{\Theta = \ln\frac{A(t)}{A(t+T)} = \delta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}}$ — логарифмическим декрементом затухания; N_e — число колебаний, совершаемых за время уменьшения амплитуды в e раз. Промежуток времени, в течение которого амплитуда затухающих колебаний уменьшается в e раз, называется временем релаксации $\boxed{\tau = \frac{1}{\delta}}$. Добротность колебательной системы $\boxed{Q = \frac{\pi}{\delta T_0} = \frac{\omega_0}{2\delta} = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}}$

Электрический резонанс – явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты внешней ЭДС к частоте, равной или близкой собственной частоте колебательного контура.Зависимость амплитуды колебаний заряда на конденсаторе от частоты ω внешней ЭДС $\boxed{Q_m = \frac{\varepsilon_m / L}{\sqrt{(\omega_0{}^2 - \omega^2) + 4\delta^2\omega^2}} = \frac{\varepsilon_m}{\omega\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}}$, где $\boxed{\delta = \frac{R}{2L}}$, $\boxed{\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}}$. Резонансная частота – частота, при которой амплитуда достигает максимального значения

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}}$. Зависимость амплитуды заряда на конденсаторе от частоты внешней ЭДС при различных коэффициентах затухания (рис. 210). При $\omega \to 0$ все кривые достигают статического отклонения $\frac{\varepsilon_m}{L\omega_0^2}$, а при $\omega \to \infty$ - асимптотически стремятся к нулю. Чем больше δ, тем ниже и левее максимумы резонансных кривых.

Сила тока при установившихся вынужденных колебаниях $I = I_m \cos(\omega t - \varphi)$, где $I_m = \omega Q_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}$ амплитуда тока, $\varphi = \alpha - \frac{\pi}{2}$ - сдвиг по фазе между током и внешней ЭДС. Резонансная частота для силы тока $\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Резонансные кривые для амплитуды силы тока Зависимость амплитуды силы тока в контуре от частоты внешней ЭДС при различных δ. Амплитуда силы тока максимальна при $\omega_{рез} = \omega_0$ и равна $\frac{\varepsilon_m}{R}$. Чем больше коэффициент затухания δ, тем ниже максимум резонансной кривой.

Электрический ток, величина и направление которого изменяются во времени, есть переменный ток. Установившиеся электромагнитные вынужденные колебания можно рассматривать как протекание переменного тока в цепи. Цепь переменного тока - цепь, содержащая резистор, катушку индуктивности и конденсатор, к которому приложено переменное напряжение.

1.Переменный ток, текущий через резистор сопротивлением R (L→0, C→0) (рис. 213, а). При выполнении условия квазистационарности ток через резистор определяется законом Ома: $U = U_m \cos\omega t$ $I = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R}\cos\omega t = I_m \cos\omega t$ $I_m = \frac{U_m}{R}$ - амплитуда силы тока *(*рис. 213*б)*

2. Переменный ток, текущий через конденсатор (рис. 215, а). Падение напряжения на конденсаторе $U_c = \frac{Q}{C} = U_m \cos\omega t$. Сила тока $I = I_m \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$, где амплитуда силы тока $I_m = \omega C U_m = \frac{U_m}{1/\omega C}$, а величина $R_c = \frac{1}{\omega C}$ есть реактивное емкостное сопротивление. Для постоянного тока $R_C=\infty$, он через конденсатор течь не может. Падение напряжения на конденсаторе $U_c = \frac{1}{\omega C} I_m \cos\omega t$ Падение напряжения U_C отстает по фазе от текущего через конденсатор тока I на $\pi/2$ (рис. 215, б).

3.Переменный ток, текущий через катушку (рис. 214, а). ЭДС самоиндукции $U = -\varepsilon_s$. Закон Ома $U_m \cos\omega t - L\frac{dI}{dt} = 0$ Падение напряжения на катушке $U_L = L\frac{dI}{dt}$

Сила тока $I = I_m \cos(\omega t - \frac{\pi}{2})$, где $I_m = \frac{U_m}{\omega L}$ - амплитудное значение силы тока,

$R_L = \omega L$ - реактивное индуктивное сопротивление. Падение напряжения на катушке $U_L = \omega L I_m \cos\omega t$. Для постоянного тока катушка не имеет сопротивления. Падение напряжения U_L опережает по фазе ток I, текущий через катушку, на $\pi/2$ (рис. 214, *б)*.

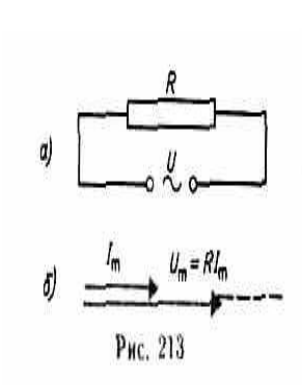


Рис. 213

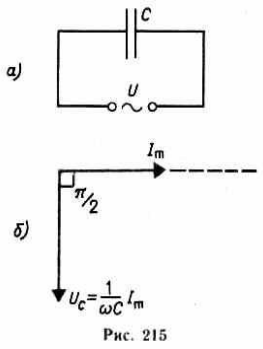


Рис. 215

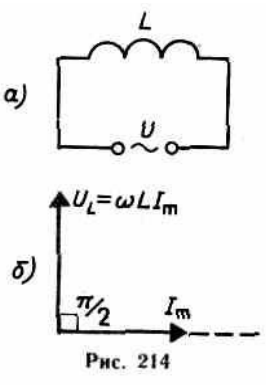


Рис. 214

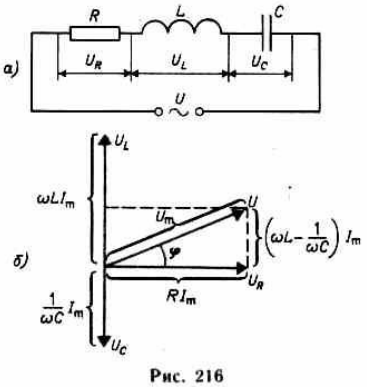


Рис. 216

Для активного сопротивления $R = \rho\frac{l}{S}$ – график $R(\omega)$ есть прямая, параллельная оси ω, для индуктивного сопротивления $R_L = \omega L$ - график $R(\omega)$ есть прямая пропорциональность, для емкостного сопротивления $R_c = \frac{1}{\omega C}$ - график $R(\omega)$ есть обратная пропорциональность. Условие резонанса $\omega L = \frac{1}{\omega C}$, $tg\varphi = 0$, $Z = R$ Резонансная частота $\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ Средняя мощность $\langle P\rangle = \frac{1}{2} I_m U_m \cos\varphi$, $\langle P\rangle = \frac{1}{2} R I_m^{\,2}$. Действующее значение тока $I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$ и напряжения $U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$ Средняя мощность $\langle P\rangle = IU\cos\varphi$, коэффициент мощности $\cos\varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}$

Одним из важнейших следствий уравнений Максвелла является существование электромагнитных волн. Можно показать, что для *однородной* и *изотропной среды вдали от зарядов и токов,* создающих электромагнитное поле, из уравнений Максвелла следует, что векторы напряженностей Е и Н переменного электромагнитного поля удовлетворяют волновому уравнению. Следовательно, электромагнитные поля действительно могут существовать в виде электромагнитных волн. Фазовая скорость электромагнитных волн определяется выражением

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (162.3)$$

где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, ε_0 и μ_0 - соответственно электрическая и магнитная постоянные, ε и μ - электрическая и магнитная проницаемости среды. В вакууме (при $\varepsilon=1$ и $\mu=1$) скорость распространения электромагнитных волн совпадает со скоростью *с.* Так как $\varepsilon\mu>1$, то скорость распространения электромагнитных волн в веществе всегда меньше, чем в вакууме.

При вычислении скорости распространения электромагнитного поля получается результат, достаточно хорошо совпадающий с экспериментальными данными, если учитывать зависимость ε и μ, от частоты. Совпадение же размерного коэффициента в со скоростью распространения света в вакууме указывает на глубокую связь между электромагнитными и оптическими явлениями, позволившую Максвеллу создать электромагнитную теорию света, согласно которой свет представляет собой электромагнитные волны.

Следствием теории Максвелла является поперечность электромагнитных волн: векторы Е и Н напряженностей электрического и магнитного полей волны взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору v скорости распространения волны, причем векторы Е, Н и v образуют правовинтовую систему. Из уравнений Максвелла следует также, что в электромагнитной волне векторы Е и Н всегда колеблются *в одинаковых фазах*, причем мгновенные значения £ и Я в любой точке связаны соотношением $\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}=\sqrt{\mu_0\mu}H$. Следовательно, Е и Н одновременно достигают максимума, одновременно обращаются в нуль и т. д. От волновых уравнений можно перейти к уравнениям

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \qquad (162.5)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}, \qquad (162.6)$$

где соответственно индексы *y* и z при *Е н Н* подчеркивают лишь то, что векторы Е и Н направлены вдоль взаимно перпендикулярных осей *y* и z.

Уравнениям удовлетворяют, в частности, плоские монохроматические электромагнитные волны (электромагнитные волны одной строго определенной частоты), описываемые уравнениями

$$E_y=E_0\cos(\omega t-kx+\varphi), \qquad (162.7)$$

$$H_z=H_0\cos(\omega t-kx+\varphi), \qquad (162.8)$$

где E_0 и H_0 — соответственно амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей волны, ω — круговая частота волны, k=ω/v— волновое число, φ— начальные фазы колебаний в точках с координатой x=0. В уравнениях (162.7) и (162.8) φ одинаково, так как колебания электрического и магнитного векторов в электромагнитной волне происходят с одинаковой фазой.

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_M электрического и магнитного полей.Получим, что плотность энергии электрического и магнитного полей в каждый момент времени одинакова, т. е. $w_{эл} = w_м$.

Умножив плотность энергии *w* на скорость *v* распространения волны в среде, получим модуль плотности потока энергии:

$$S=EH$$

Так как векторы Е и Н взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему, то направление вектора [ЕН] совпадает с направлением переноса энергии, а модуль этого вектора равен *ЕН*.

Вектор плотности потока электромагнитной энергии называется вектором Умова—Пойнтинга:

$$S = [EH]$$

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.

Если электромагнитные волны поглощаются или отражаются телами (эти явления подтверждены опытами Г. Герца), то из теории Максвелла следует, что электромагнитные волны должны оказывать на тела давление. Давление электромагнитных волн объясняется тем, что под действием электрического поля волны заряженные частицы вещества начинают упорядоченно двигаться и подвергаются со стороны магнитного поля волны действию сил Лоренца. 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 $W = mc^2$. Это соотношение между массой и энергией свободного электромагнитного поля является *универсальным законом* природы. Согласно специальной теории относительности, выражение имеет общее значение и справедливо для любых тел независимо от их внутреннего строения.

Геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t, называется волновым фронтом. Геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе, называется волновой поверхностью. В принципе 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. Бегущими волнами называются волны, которые переносят в пространстве энергию. Уравнение колебаний частиц, лежащих в плоскости x, имеет вид $\boxed{\xi(x,t) = A\cos\omega(t - \frac{x}{\upsilon})}$, 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 в формуле будет знак +.

В общем случае уравнение плоской волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси x в среде, *не поглощающей* энергию, имеет вид $\boxed{\xi(x,t) = A\cos[\omega(t - \frac{x}{\upsilon}) + \varphi_0]}$, где A = const — амплитуда волны, ω — циклическая частота волны, φ_0 — начальная фаза колебаний, определяемая в общем случае выбором начал отсчета x и t, $[\omega(t\text{-}x/\upsilon)+\varphi_0]$—фаза плоской волны. Для характеристики волн используется волновое число $\boxed{k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\upsilon T} = \frac{\omega}{\upsilon}}$ Тогда уравнение

волны можно записать в виде $\xi(x,t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi_0)$ Скорость v распространения волны есть не что иное, как *скорость перемещения фазы волны,* и ее называют фазовой скоростью.

Уравнение сферической волны — волны, волновые поверхности которой имеют вид концентрических сфер, записывается как $\xi(x,t) = \frac{A_0}{r}\cos(\omega t - kr + \varphi_0)$, где r — расстояние от центра волны до рассматриваемой точки среды. Отсюда фазовая скорость $\upsilon = \frac{\omega}{k}$. Если фазовая скорость волн в среде зависит от их частоты, то это явление называют дисперсией волн, а среда, в которой наблюдается дисперсия волн, называется диспергирующей средой.

Распространение волн в *однородной изотропной* среде в общем случае описывается волновым уравнением — дифференциальным уравнением в частных производных $\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial z^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}$, где v — фазовая скорость. Для плоской волны волновое уравнение имеет вид $\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}$. 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 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. Волновым пакетом называется суперпозиция волн, мало отличающихся друг от друга по частоте, занимающая в каждый момент времени ограниченную область пространства. Групповая скорость - скорость движения группы волн, образующих в каждый момент времени локализованный в пространстве волновой пакет.

3.Практическое применение уравнений электромагнитных колебаний и волн.

1. Определить максимальную силу тока в контуре, если контур имеет емкость 8 нФ, индуктивность 2 мГн и $U_{max} = 0{,}9$ В.
2. По контуру в виде квадрата (сторона квадрата 5 см) течет ток силой 32 мА. Определить магнитный момент контура.
3. Колебательный контур содержит конденсатор емкостью 50 нФ и катушку индуктивностью $5/(4\pi^2)$ мкГн. Определите длину волны излучения.
4. Уравнение колебаний заряда в колебательном контуре имеет вид $q = 2\cdot\cos 100t$ мкКл. Чему равна емкость конденсатора, если индуктивность катушки равна 0,5 Гн?
5. Чему равен коэффициент затухания электрических колебаний, если дифференциальное уравнение этих колебаний имеет вид $\ddot{q} + 0.3\dot{q} + 4\pi^2 q = 0$?
6. Колебательный контур содержит катушку индуктивностью 25 мГн, конденсатор емкостью 10 мкФ и резистор сопротивлением 1 Ом. Конденсатор заряжен, Q_m = 1 мКл. Определить: период колебаний контура; логарифмический

декремент затухания колебаний; уравнение зависимости изменения напряжения на обкладках конденсатора от времени.

7. В радиоприемнике один из коротковолновых диапазонов может принимать передачи, длина волны которых 24-26 м. Найдите частотный диапазон.

8. В каком диапазоне длин волн работает приемник, если емкость конденсатора в его колебательном контуре может меняться от 200 до 1800 пФ, а индуктивность катушки постоянна и равна 60 мкГн?

9. Сила тока в открытом колебательном контуре изменяется в зависимости от времени по закону $I = 0{,}1\cos 6 \bullet 10^5 \pi t$. Найдите длину излучаемой волны.

10. Поток энергии волны сквозь площадку 220 см^2, расположенную перпендикулярно к направлению распространения волны, равен 0,11 Вт. Чему равна плотность потока энергии? (модуль вектора Умова).

Контрольные вопросы

1. Опишите процессы при свободных гармонических колебаниях в колебательном контуре.
2. По какому закону изменяется амплитуда затухающих колебаний?
3. Дифференциальное уравнение вынужденных электромагнитных колебаний, его решение.
4. Что называется резонансом? Какова его роль?
5. Как вычислить мгновенную и среднюю мощность в цепи переменного тока?

Лекция 11 (21-22) Интерференция и дифракция света

План

1. Интерференция света. Когерентность и монохроматичность световых волн.
2. Дифракция света. Метод зон Френеля. Дифракция на пространственной решетке. Формула Вульфа-Брегга.
3. Практическое применение интерференции и дифракции света.

ТЕЗИСЫ

1. 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. 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.

Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется волновым цугом. Любой немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических цугов. Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{ког}$ называется временем когерентности. Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать время излучения, т. е. $\tau_{ког} < \tau$. 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 $\tau_{ког}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{ког}=c\tau_{ког}$, 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.

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 $r_{ког}\sim\lambda/\varphi$, где λ — длина световых волн, φ — угловой размер источника. Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга и наблюдается интерференционная картина.

Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке *M*, $\boxed{\delta=\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta}$

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.

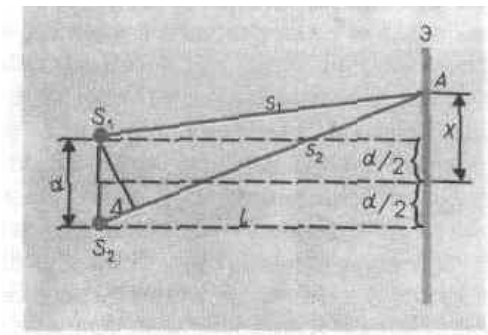


Рис. 248.

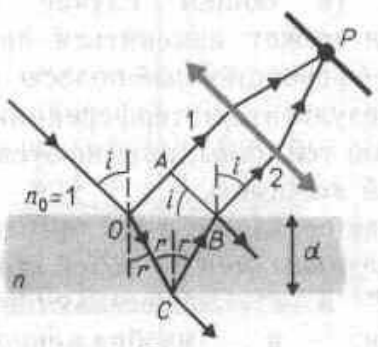


Рис. 249

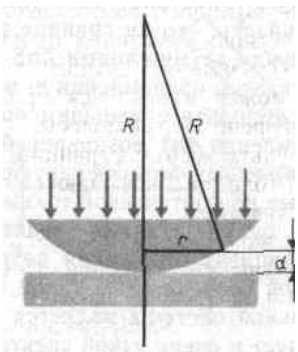


Рис. 252

Условие интерференционного максимума: если $\boxed{\Delta=\pm m\lambda}$ (m=0, 1, 2,...), то $\boxed{\delta=\pm 2m\pi}$ и колебания, возбуждаемые в точке *M* обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе.

Условие интерференционного минимума: если $\boxed{\Delta=\pm(2m+1)\frac{\lambda}{2}}$ (m = 0,1,2,…), то $\boxed{\delta=\pm(2m+1)\pi}$ и колебания, возбуждаемые в точке *M* обеими волнами, будут происходить в противофазе.

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое шириной интерференционной полосы (рис. 248), равно $\Delta x = \frac{l}{d}\lambda$.

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. 249) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке *O* луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки С, 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 ('. 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 и дадут интерференционную картину, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

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 С и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс. Для случая, изображенного на рис. 249 ($n>n_0$) $\Delta = \frac{\lambda}{2} + 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$. В точке *P* будет максимум, если $\frac{\lambda}{2} + 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m\lambda$ (m=0,1,2…) и минимум, если $\frac{\lambda}{2} + 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$. Доказывается, что интерференция наблюдается только, если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны (рис. 252). Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отраженных лучей возникают полосы равной толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей.

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении), при условии, что показатель преломления воздуха *n*=1, а i=0, $\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}$, где *d* — ширина зазора, $\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$ Приравняв эту формулу к условиям максимума и минимума, получим выражения для радиуса m-го светлого кольца $r_m = \sqrt{\lambda R(m - \frac{1}{2})}$ и радиуса m-го темного кольца $r_m^{|} = \sqrt{R\lambda m}$, где (m=1, 2, 3,...) Измеряя радиусы соответствующих колец, можно (зная радиус кривизны линзы *R)*

определить λ_0 и, наоборот, по известной λ_0 найти радиус кривизны линзы *R*. Как для полос равного наклона, так и для полос равной толщины положение максимумов зависит от длины волны λ_0. Все рассуждения были проведены для отраженного света. Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете, причем в данном случае не наблюдается потери полуволны. Следовательно, оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличатся на $\lambda_0/2$, т. е. *максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем, и наоборот.*

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны λ_0. Поэтому это явление применяется для подтверждения волновой природы света и для измерения длин волн (интерференционная спектроскопия). Явление интерференции применяется также для улучшения качества оптических приборов (просветление оптики) и получения высокоотражающих покрытий.

2.Дифракция - огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле — любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики (рис. 256). Явление дифракции характерно для волновых процессов. Поэтому если свет является волновым процессом, то для него должна наблюдаться дифракция, т. е. световая волна, падающая на границу какого-либо непрозрачного тела, должна огибать его. Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн.

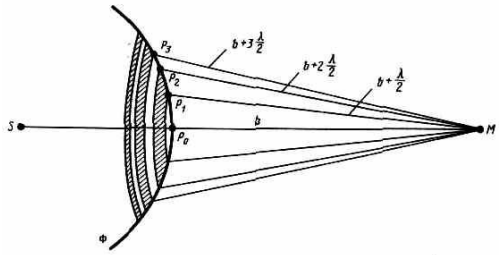


Рис. 257

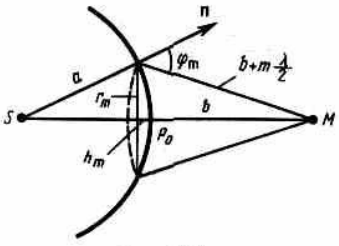


Рис. 258

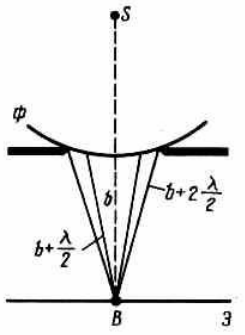


Рис. 259

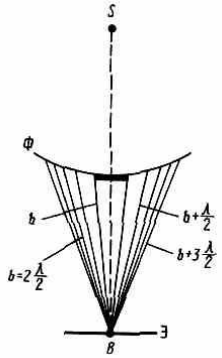


Рис. 260

Метод зон Френеля. Найдем в произвольной точке *M* амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S (рис. 257). Френель разбил волновую поверхность Ф на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до *M* отличались на $\lambda/2$. 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* $\boxed{A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + ... \pm A_m}$, где A_1, A_2, ..., A_m — амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m-й зонами. Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля (рис. 258) $\boxed{S = \frac{\pi a b \lambda}{a+b}}$. Построение зон Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равные зоны. Действие всей

волновой поверхности на точку *M* сводится к действию ее малого участка, меньшего центральной зоны. Радиус внешней границы m-й зоны Френеля $r_m = \sqrt{\frac{abm\lambda}{a+b}}$.

Рассмотрим дифракцию сферических волн, или дифракцию Френеля, осуществляемую в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

Дифракция на круглом отверстии. Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника 5, встречает на своем пути экран с круглым отверстием (рис. 259). Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в отверстии (если *m* четное, то в центре будет темное кольцо, если *m* нечетное — то светлое кольцо). Число зон Френеля, укладывающихся в отверстии, зависит от его диаметра.

Дифракция на диске. Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника 5, встречает на своем пути диск (рис. 260). В точке *B всегда* наблюдается интерференционный максимум, соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами, а интенсивность максимумов убывает с расстоянием от центра картины. С увеличением радиуса диска интенсивность центрального максимума с увеличением размеров диска уменьшается.

Дифракция Фраунгофера, имеющая большое практическое значение, наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию. Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной *a* (рис. 261, а).

Оптическая разность хода между крайними лучами *MC* и *ND*, идущими от щели в произвольном направлении φ, $\Delta = NF = a\sin\varphi$. Если *число зон Френеля четное* $a\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}$, (m= 1, 2, 3, ...), то в точке *B* наблюдается дифракционный минимум, если же *число зон Френеля нечетное* $a\sin\varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2}$, (m=1, 2, 3, ...), то наблюдается дифракционный максимум.

В точке B_0 наблюдается центральный дифракционный максимум.

Направления на точки экрана, в которых амплитуда равна нулю $\sin\varphi_{\min} = \pm\frac{m\lambda}{a}$ или максимальна $\sin\varphi_{\max} = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2a}$.

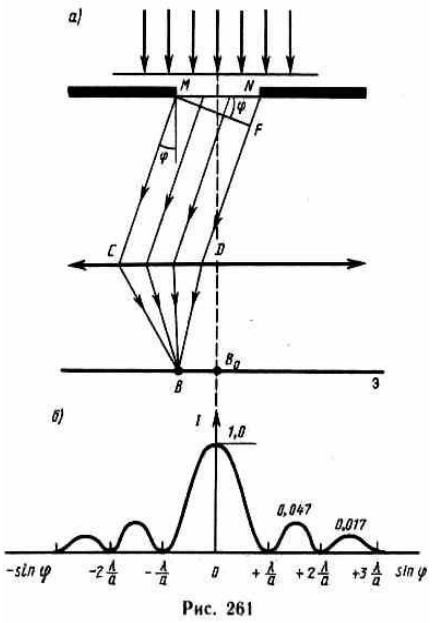


Рис. 261

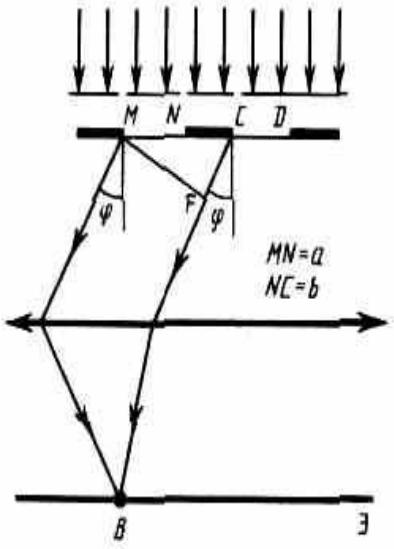


Рис. 262

Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции (дифракционный спектр) (рис. 261, б). Расчеты показывают, что интенсивности центрального и последующих максимумов относятся как 1:0,047:0,017:0,0083. Сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а его яркость уменьшается. Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны.

Одномерная дифракционная решетка — система параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками. *В дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция* когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Рассмотрим дифракционную решетку (рис. 262). Если ширина каждой щели равна a, а ширина непрозрачных участков между щелями *b*, то величина $\boxed{d = a + b}$ называется постоянной (периодом) дифракционной решетки, $\boxed{d = \frac{1}{N_0}}$, где N_0 – число щелей на единицу длины решетки. Число главных максимумов $\boxed{m = \frac{d}{\lambda}}$

3.Практическое применение интерференции и дифракции света.

1. С помощью собирающей линзы получили изображение светящейся точки. Чему равно фокусное расстояние линзы, если d = 0,5 м, f = 1 м?
2. Столб вбит в дно реки и 1 м столба возвышается над водой. Найдите длину тени столба на поверхности и на дне реки, если высота Солнца над горизонтом 300, глубина реки 2 м, показатель преломления воды 1,33
3. Необходимо изготовить плосковыпуклую линзу с оптической силой 6 дптр. Определить радиус кривизны выпуклой поверхности линзы, если показатель преломления материала линзы равен 1,6.
4. В опыте Юнга расстояние между щелями равно 0,8 мм. На каком расстоянии от щелей следует расположить экран, чтобы ширина интерференционной полосы оказалась равной 2 мм?

5. В опыте с зеркалами Френеля расстояние между мнимым изображением источника света равно 0,5 мм, расстояние от них до экрана равно 3 м. Длина волны 0,6 мкм. Определить ширину полос интерференции на экране

6. При падении света с длиной волны 0,5 мкм на дифракционную решетку третий дифракционный максимум наблюдается под углом 30^0. Найти постоянную решетки.

7. Вычислите радиус пятой зоны Френеля для плоского волнового фронта, если точка наблюдения находится на расстоянии 1 м от фронта волны. Длина волны равна 0,5 мкм.

8. На щель шириной 0,1 мм нормально падает параллельный пучок света от монохроматического источника с длиной волны 0,6 мкм. Определите синус угла, соответствующего второму максимуму.

9. Дифракционная решетка содержит 200 штрихов на один миллиметр. На решетку падает нормально монохроматический свет λ=0,6 мкм. Максимум какого наибольшего порядка дает эта решетка?

10. Определить порядок темной дифракционной полосы, соответствующий углу 30^0 при нормальном падении света длиной 400 нм на щель шириной 8 мкм.

Контрольные вопросы

1. Для чего вводятся понятия временной и пространственной когерентностей?
2. Как можно создать условия, необходимые для возникновения интерференции световых волн?
3. В чем заключается метод зон Френеля?
4. Почему штрихи на дифракционной решетке должны быть тесно расположены друг к другу? Почему их должно быть большое число?
5. Почему на кристаллах не наблюдается дифракция видимого света, но наблюдается дифракция рентгеновского излучения?

Лекция 12 (23-24) Электромагнитные волны в веществе

План

1. Дисперсия света. Поглощение света.
2. Поляризация света. Поляризация света при отражении. Двойное лучепреломление. Закон Малюса.
3. Практическое применение законов Малюса, Бугера, Брюстера.

ТЕЗИСЫ

1. 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 $\boxed{n = f(\lambda)}$. Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Пусть монохроматический пучок света падает на призму с показателем преломления *n* (рис. 268) под углом α_1. Луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол φ: $\boxed{\varphi = A(n-1)}$, т. е. угол отклонения лучей призмой тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

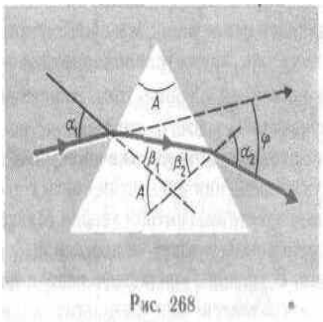


Рис. 268

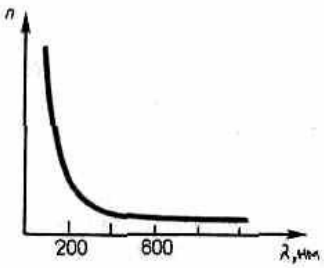


Рис. 269

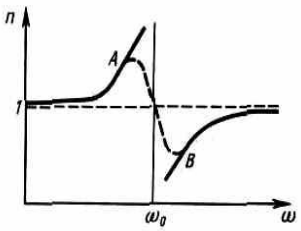


Рис. 270

Различия в дифракционном и призматическом спектрах

Дифракционная решетка	Призма
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 $n = f(\lambda)$.
Красные лучи отклоняются сильнее, чем фиолетовые (красные имеют большую длину волны)	Красные лучи отклоняются слабее, чем фиолетовые, т.к. для них показатель преломления меньше

Дисперсия вещества $\boxed{D = \frac{dn}{d\lambda}}$ показывает, как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Из рис. 269 следует, что показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением длины волны монотонно увеличивается; следовательно, величина dn/dλ по модулю также увеличивается с уменьшением λ. Нормальная дисперсия $\boxed{\frac{dn}{d\lambda} < 0}$, аномальная дисперсия $\boxed{\frac{dn}{d\lambda} > 0}$. 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 $x = A\cos\omega t$, где $A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$, откуда показатель преломления n зависит от частоты ω внешнего поля. Дисперсионная кривая $\boxed{n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m}\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}}$ (рис.270)

Поглощением (абсорбцией) света называется явление потери энергии световой волной, проходящей через вещество, вследствие преобразования энергии волны в другие формы. В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается. Поглощение света в веществе описывается законом Бугера $\boxed{I = I_0 e^{-\alpha x}}$, где I_0 и I — интенсивности плоской монохроматической световой волны на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x, α — коэффициент поглощения, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества и не зависящий от интенсивности света. При $x = 1/\alpha$ интенсивность света I по сравнению с I_0 уменьшается в e раз.

Коэффициент поглощения зависит от длины волны λ (или частоты ω) и для различных веществ различен. На рис. 271 представлены типичная зависимость коэффициента поглощения а от длины волны света X и зависимость показателя преломления *n от* λ в области полосы поглощения. Внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия *(n* убывает с уменьшением λ).

2.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 Е (рис. 272б), то имеем дело с частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор Е колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 272в), называется плоскополяризованным (линейно поляризованным). Плоскополяризованный свет является предельным случаем эллиптически поляризованного света — света, для которого вектор Е (вектор Н) изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Если эллипс поляризации вырождается в прямую (при разности фаз φ, равной нулю или π), то имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом, если в окружность (при $\varphi=\pm\pi/2$ и равенстве амплитуд складываемых волн), то имеем дело с <u>циркулярно поляризованным</u> (поляризованным по кругу) светом.

<u>Степенью поляризации</u> называется величина $\boxed{P=\frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}}$, где I_{max} и I_{min} — максимальная и минимальная интенсивности света, соответствующие двум взаимно перпендикулярным компонентам вектора Е. Для естественного света $I_{max}=I_{min}$ и P=0, для плоскополяризованного $I_{min}=0$ и *P*=1.

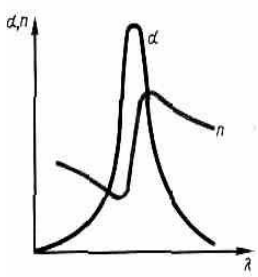


Рис. 271

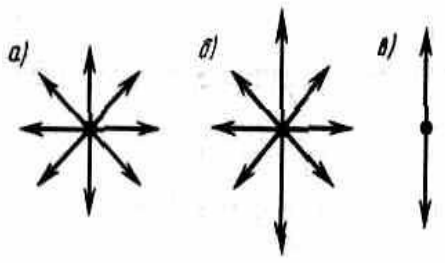


Рис. 272

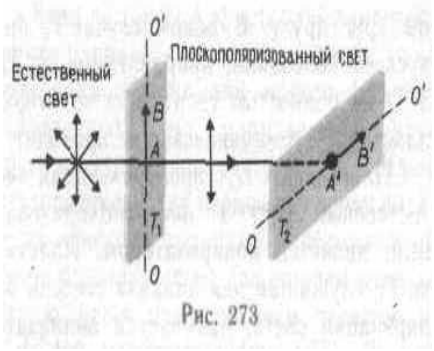


Рис. 273

Рассмотрим классические опыты с турмалином (рис.273). 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 а между оптическими осями кристаллов по закону Малюса $\boxed{I=I_0\cos^2\alpha}$, где I_0 и I — соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него. Пластинка T_1, преобразующая естественный свет в плоскополяризрванный, является поляризатором. Пластинка T_2, служащая для анализа степени поляризации света, называется анализатором.

Степень поляризации (степень выделения световых волн с определенной ориентацией электрического (и магнитного) вектора) зависит от угла падения лучей и показателя преломления.

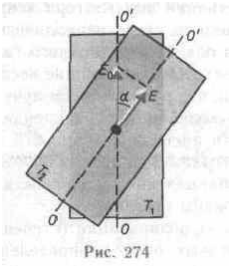


Рис. 274

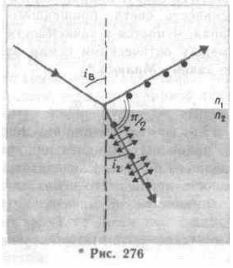


Рис. 276

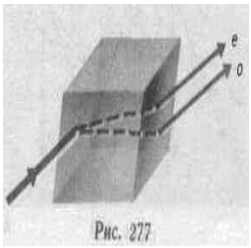


Рис. 277

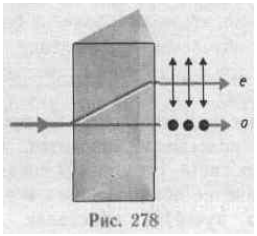


Рис. 278

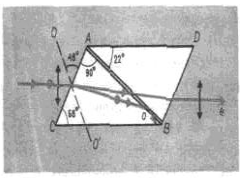


Рис. 281

Шотландский физик Брюстер установил закон, согласно которому при угле падения i_B (угол Брюстера), определяемого соотношением $\boxed{tgi_B = n_{21}}$, где n_{21} — показатель преломления второй среды относительно первой), отраженный луч является плоскополяризованным (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения) (рис. 276). Преломленный же луч при угле падения i_B поляризуется максимально, но не полностью.

Степень поляризации преломленного света может быть значительно повышена (многократным преломлением при условии падения света каждый раз на границу раздела под углом Брюстера). Если, например, для стекла (n=1,53) степень поляризации преломленного луча составляет ≈15%, то после преломления на 8— 10 наложенных друг на друга стеклянных пластинок вышедший из такой системы свет будет практически полностью поляризованным. Такая совокупность пластинок называется стопой. Стопа может служить для анализа поляризованного света как при его отражении, так и при его преломлении.

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. Это явление, в 1669г. впервые обнаруженное датским ученым Э.Бартолином (1625—1698) для исландского шпата (разновидность кальцита $CaCO_3$), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

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. 277). 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.278). Второй из этих лучей получил название необыкновенного (е), а первый — обыкновенного (о).

Анализ поляризации света (например, с помощью турмалина или стеклянного зеркала) показывает, что вышедшие из кристалла лучи плоско поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях: колебания светового вектора (вектора напряженности Е электрического поля) в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном — в главной плоскости (рис. 278).

Неодинаковое преломление обыкновенного и необыкновенного лучей указывает на различие для них показателей преломления. 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.

Призма Николя (рис.281) представляет собой двойную призму из исландского шпата, склеенную вдоль линии *AB* канадским бальзамом с n=1,55. Оптическая ось *OO'* призмы составляет с входной гранью угол 48°. На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру *CB,* раздваивается на два луча: обыкновенный (n_o=1,66) и необыкновенный (n_e=1,51). При соответствующем подборе угла падения, равного или большего предельного, обыкновенный луч испытывает полное отражение (канадский бальзам для него является средой оптически менее плотной), а затем поглощается зачерненной боковой поверхностью CB. Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему лучу, незначительно смещенному относительно него (ввиду преломления на наклонных гранях *AC* и *BD).*

3.Практическое применение законов Малюса, Бугера, Брюстера.

1. На грань стеклянной призмы (n = 1,5) нормально падает луч света. Определить угол отклонения луча призмой, если ее преломляющий угол равен 30°.
2. При прохождении света в некотором веществе пути *x* его интенсивность уменьшилась в три раза. Определить, во сколько раз уменьшится интенсивность света при прохождении им пути *2x.*
3. Определить минимальную кинетическую энергию, которой должен обладать электрон, чтобы в среде с показателем преломления 1,5 возникло излучение Вавилова - Черенкова. Ответ выразить в МэВ.
4. Угол между главными плоскостями поляризатора и анализатора составляет 30^0. Определите изменение интенсивности прошедшего через них света, если угол между главными плоскостями равен 45^0.
5. Предельный угол полного отражения для пучка света на границе кристалла каменной соли с воздухом равен 40,5°. Определить угол Брюстера при падении света из воздуха на поверхность этого кристалла.
6. Показатель преломления вещества равен 2. Найдите скорость света в этом веществе.
7. Световые волны в некоторой жидкости имеют длину волны 600 нм и частоту 10^{14} Гц. Определите скорость света в этой жидкости.
8. Угол поляризации для одного из сортов стекла равен 60^0. Определите абсолютный показатель преломления стекла.
9. Определить показатель преломления вещества, если ε =2, μ=1.
10. Пластинка кварца толщиной d_1 = 4 мм, вырезанная перпендикулярно оптической оси кристалла, поворачивает плоскость поляризации монохроматического света определенной длины волны на угол 20°. Какова должна быть толщина d_2 кварцевой пластинки, помещенной между двумя «параллельными» николями, чтобы свет был полностью погашен?

Контрольные вопросы

1. Каковы различия спектров, полученных с помощью призмы и дифракционной решетки?
2. Почему металлы сильно поглощают свет?
3. Что представляет собой дисперсия света с точки зрения классических представлений?
4. Как на опыте можно отличить плоскополяризованный свет от естественного?
5. Что характеризует закон Малюса? Закон Брюстера?

Лекция 13 (25-26) Тепловое излучение. Фотоэффект.

План

1. Тепловое излучение света. Законы Кирхгофа, Вина. Квантовая природа излучения.
2. Явление фотоэффекта. Законы внутреннего и внешнего фотоэффекта.
3. Практическое применение законов теплового излучения и фотоэффекта.

ТЕЗИСЫ

1. 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 и свойственно всем телам при температуре выше О К. Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры. При высоких температурах излучаются короткие электромагнитные волны, при низких — длинные.

Тепловое излучение может быть равновесным. Предположим, что нагретое (излучающее) тело помещено в полость, ограниченную идеально отражающей оболочкой. С течением времени, в результате непрерывного обмена энергией между телом и излучением, наступит равновесие, т. е. тело в единицу времени будет поглощать столько же энергии, сколько и излучать. Допустим, что равновесие между телом и излучением по какой-либо причине нарушено и тело излучает энергии больше, чем поглощает. Если в единицу времени тело больше излучает, чем поглощает (или наоборот), то температура тела начнет понижаться (или повышаться). В результате будет ослабляться (или возрастать) количество излучаемой телом энергии, пока, наконец, не установится равновесие. Все другие виды излучения неравновесны.

Количественной характеристикой теплового излучения служит спектральная плотность энергетической светимости (излучательности) тела—мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины $\boxed{R_{\nu,T} = \frac{dW^{изл}{}_{\nu,\nu+d\nu}}{d\nu}}$ или $\boxed{R_{\nu,T} = R_{\lambda,T}\frac{\lambda^2}{c}}$ Единица спектральной плотности энергетической светимости $(R_{\nu,T})$ — джоуль на метр в квадрате в секунду (Дж/м^2).

Зная спектральную плотность энергетической светимости, можно вычислить энергетическую светимость тела $\boxed{R_T = \int_0^\infty R_{\nu,T}\,d\nu = \int_0^\infty R_{\lambda,T}\,d\lambda}$. Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется спектральной поглощательной

способностью $\boxed{A_{\nu,T} = \frac{dW^{погл}{}_{\nu,\nu+d\nu}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}}$, показывающей, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до ν+dν, поглощается телом. Спектральная поглощательная способность — величина безразмерная. $R_{\nu,T}$ и $A_{\nu,T}$ зависят от природы тела, его термодинамической температуры и при этом различаются для излучений с различными частотами.

Тело, способное поглощать полностью при любой температуре все падающее на него излучение любой частоты, называется черным. Следовательно, спектральная поглощательная способность черного тела для всех частот и температур тождественно равна единице *($A^{ч}_{\nu,T}$=1).* Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием *О,* внутренняя поверхность которой зачернена (рис. 286).



Рис. 286

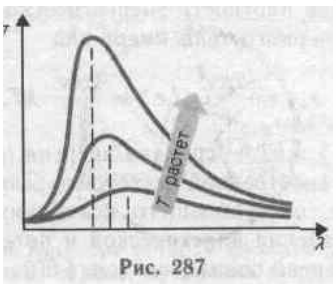


Рис. 287

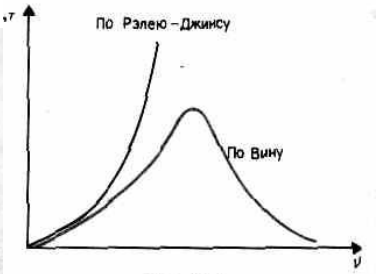


Рис. 288

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 $R_{\nu,T}/A_{\nu,T}=r_{\nu,T}$. (198.1). Универсальная функция Кирхгофа $r_{\nu,T}$ есть спектральная плотность энергетической светимости черного тела. Дя всех тел отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности равно спектральной плотности энергетической светимости черного тела при той же температуре и частоте.

Согласно закону Стефана — Больцмана $R_e=\sigma T^4$ (199.1) энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры; а — постоянная Стефана — Больцмана: ее экспериментальное значение равно $5{,}67\cdot10^{-8}$ Вт/(м^2•К^4). Но закон не дает ответа относительно спектрального состава излучения черного тела (рис. 287). Согласно закону смещения Вина, $\lambda_{max}=b/T,$ (199.2), т. е. длина волны λ_{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 $2{,}9\cdot10^{-3}$м•К. Выражение (199.2) потому называют законом *смещения* Вина, что оно показывает смещение положения максимума функции $r_{\lambda,T}$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн. Формула Рэлея — Джинса для спектральной плотности энергетической светимости черного тела имеет вид $r_{\nu,T}=(2\pi\nu^2/c^2)\langle\varepsilon\rangle=(2\pi\nu^2/c^2)kT$, где $\langle\varepsilon\rangle=kT$ — средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν. Как показал опыт, выражение 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 Вина (рис. 288). Таким образом, в рамках классической физики не удалось объяснить законы распределения энергии в спектре черного тела.

Правильное выражение для спектральной плотности энергетической светимости черного тела было найдено немецким физиком М.Планком. Согласно выдвинутой квантовой гипотезе, атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями — квантами с энергией $\varepsilon_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$, где h = 6,625•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: $\varepsilon_0 = nh\nu = \frac{nhc}{\lambda}$, где n=0, 1, 2,.... Планк вывел для универсальной функции Кирхгофа формулу $r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/(kT)}-1}$. В области малых частот формула Планка совпадает с формулой Рэлея — Джинса. Из формулы Планка можно получить закон Стефана — Больцмана.

Таким образом, формула Планка позволяет получить закон Стефана— Больцмана. Кроме того, подстановка числовых значений дает для постоянной Стефана-Больцмана величину, хорошо согласующуюся с экспериментальными данными. Следовательно, формула Планка является полным решением основной задачи теплового излучения, поставленной Кирхгофом. Ее решение стало возможным лишь благодаря революционной квантовой гипотезе Планка.

2. Гипотеза Планка получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотоэффекта — явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории. Различают фотоэффект внешний, внутренний и вентильный. Внешним фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом) называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Фотоэффект обнаружен (1887 г.) Г.Герцем. Первые фундаментальные исследования фотоэффекта выполнены А.Г.Столетовым (рис. 289).

Облучая катод светом различных длин волн, Столетов установил следующие закономерности, не утратившие своего значения до нашего времени: 1) наиболее эффективное действие оказывает ультрафиолетовое излучение; 2) под действием света вещество теряет только отрицательные заряды; 3) сила тока, возникающего под действием света, прямо пропорциональна его *интенсивности.*

Зависимость, соответствующая двум различным освещенностям E_e катода (частота света в обоих случаях одинакова), приведена на рис. 290. По мере увеличения *U* фототок постепенно возрастает, т. е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Максимальное значение тока $I_{нас}$ — фототок насыщения — определяется таким значением *U,* при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода: $I_{нас}$=en*,* где *n* — число электронов, испускаемых катодом в 1 с.

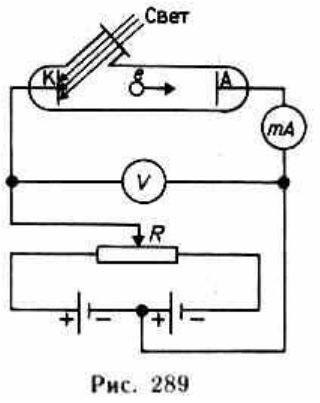


Рис. 289

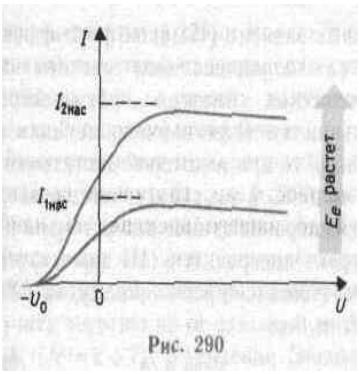


Рис. 290

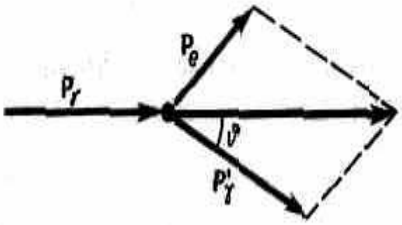


Рис. 291

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, $mv^2_{max}/2=eU_0$, (202.1), 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, а именно линейно возрастает с увеличением частоты.

III. Для каждого вещества существует «красная граница» фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), при которой свет любой интенсивности фотоэффекта не вызывает.

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 $\varepsilon_0=h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью *c* распространения света в вакууме. Эти кванты электромагнитного излучения получили название фотонов.

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально

интенсивности света. 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 $mv^2_{max}/2$. По закону сохранения энергии, $h\nu=A+mv^2_{max}/2$, что называется уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. Согласно изложенному, получим, что $\nu_0=A/h$ 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. Это выражение можно записать в виде $eU_0=h(\nu-\nu_0)$

Наиболее полно корпускулярные свойства света проявляются в эффекте Комптона. Опыты показали, что разность $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только величиной угла рассеяния θ: $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda=2\lambda_C\sin^2(\theta/2)$, 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.

Наличие в составе рассеянного излучения «несмещенной» линии (излучения первоначальной длины волны) можно объяснить следующим образом. При рассмотрении механизма рассеяния предполагалось, что фотон соударяется лишь со свободным электроном. Однако если электрон сильно связан с атомом, как это имеет место для внутренних электронов (особенно в тяжелых атомах), то фотон обменивается энергией и импульсом с атомом в целом. Так как масса атома по сравнению с массой электрона очень велика, то атому передается лишь ничтожная часть энергии фотона. Поэтому в данном случае длина волны λ' рассеянного излучения практически не будет отличаться от длины волны λ падающего излучения.

Из приведенных рассуждений следует также, что эффект Комптона не может наблюдаться в видимой области спектра, поскольку энергия фотона видимого света

сравнима с энергией связи электрона с атомом, при этом даже внешний электрон нельзя считать свободным.

Эффект Комптона наблюдается не только на электронах, но и на других заряженных частицах, например протонах, однако из-за большой массы протона его отдача «просматривается» лишь при рассеянии фотонов очень высоких энергий.

Как эффект Комптона, так и фотоэффект на основе квантовых представлений обусловлены взаимодействием фотонов с электронами. В первом случае фотон рассеивается, во втором — поглощается. Рассеяние происходит при взаимодействии фотона со свободным электроном, а фотоэффект — со связанными электронами. Можно показать, что при столкновении фотона со свободным электроном не может произойти поглощения фотона, так как это находится в противоречии с законами сохранения импульса и энергии. Поэтому при взаимодействии фотонов со свободными электронами может наблюдаться только их рассеяние, т. е. эффект Комптона.

Рассмотренные явления — излучение черного тела, фотоэффект, эффект Комптона — служат доказательством квантовых (корпускулярных) представлений о свете как о потоке фотонов. С другой стороны, такие явления, как интерференция, дифракция и поляризация света, убедительно подтверждают волновую (электромагнитную) природу света. Наконец, давление и преломление света объясняются как волновой, так и квантовой теориями. Таким образом, электромагнитное излучение обнаруживает удивительное единство, казалось бы, взаимоисключающих свойств — непрерывных (волны) и дискретных (фотоны), которые взаимно дополняют друг друга. Основные уравнения, связывающие корпускулярные свойства электромагнитного излучения (энергия и импульс фотона) с волновыми свойствами (частота или длина волны): $\varepsilon_\gamma = h\nu$, $p_\gamma = h\nu/c = h/\lambda$.

Более детальное рассмотрение оптических явлений приводит к выводу, что свойства непрерывности, характерные для электромагнитного поля световой волны, не следует противопоставлять свойствам дискретности, характерным для фотонов. Свет, обладая *одновременно* корпускулярными и волновыми свойствами, обнаруживает определенные закономерности в их проявлении. Так, волновые свойства света проявляются в закономерностях его распространения, интерференции, дифракции, поляризации, а корпускулярные — в процессах взаимодействия света с веществом. Чем больше длина волны, тем меньше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются квантовые свойства света (с этим связано, например, существование «красной границы» фотоэффекта). Наоборот, чем меньше длина волны, тем больше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются волновые свойства света (например, волновые свойства (дифракция) рентгеновского излучения обнаружены лишь после применения в качестве дифракционной решетки кристаллов).

Взаимосвязь между двойственными корпускулярно-волновыми свойствами света можно объяснить, если использовать, как это делает квантовая оптика, *статистический подход к* рассмотрению закономерностей распространения света: *квадрат амплитуды световой волны в данной точке пространства является мерой вероятности попадания фотонов в данную точку.*

3.Практическое применение законов теплового излучения и фотоэффекта.

1. Красная граница фотоэффекта для металла 500 нм. Найти минимальное значение энергии фотона, вызывающего фотоэффект.
2. Калий освещается монохроматическим светом с длиной волны 400 нм. Найти наименьшее задерживающее напряжение, при котором фототок прекратится. Работа выхода электронов из калия равна 2.2 эВ
3. Определите, до какого потенциала зарядится уединенный серебряный шарик при облучении его ультрафиолетовым светом длиной волны 208 нм. Работа выхода электронов из серебра 4,7 эВ.
4. Определить работу выхода (в эВ) электронов из вещества, если при падении на его поверхность света длиной волны $\lambda = 207$ нм задерживающая разность потенциалов равна U = 4 В.
5. Рассчитать частоту красной границы собственной фотопроводимости для полупроводника, у которого работа выхода равна 0,41 эВ
6. Определить работу выхода (в эВ) электронов из вещества, если красная граница фотоэффекта равна 310 нм.

Контрольные вопросы

1. Является ли тепловое излучение равновесным?
2. От чего зависит энергетическая светимость черного тела?
3. Квантовая гипотеза Планка. Чему равна постоянная Планка?
4. Что такое фотон? По каким формулам можно найти энергию и импульс фотона?
5. Объяснение законов фотоэффекта на основе квантовой теории.

Лекция 14 (27-28) Физика атома и атомного ядра

План

1. Модели атома. Состав атомного ядра. Нуклоны.
2. Дефект масс. Энергия связи. Ядерные силы. Радиоактивное излучение.
3. Практическое применение законов атомной и ядерной физики.

ТЕЗИСЫ

1. Э.Резерфорд, исследуя прохождение α-частиц с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт через тонкие пленки золота, пришел к выводу о том, что атом состоит из положительно заряженного ядра и окружающих его электронов. Проанализировав эти опыты, Резерфорд также показал, что атомные ядра имеют размеры примерно 10^{-14}—10^{-15} м (линейные размеры атома примерно 10^{-10} м).

Атомное ядро состоит из элементарных частиц — протонов и нейтронов. Протон *(p)* имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p=1{,}6726\cdot10^{-27}$ кг $\approx 1836 m_e$, где m_e — масса электрона. Нейтрон *(n)* — нейтральная частица с массой покоя $m_n=1{,}6749\cdot10^{-27}$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 *e* — заряд протона, 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: ${}^{A}_{Z}X$, где X — символ химического элемента, Z — атомный номер (число протонов в ядре), *A* — массовое число (число нуклонов в ядре).

Так как атом нейтрален, то заряд ядра определяет и число электронов в атоме. От числа же электронов зависит их распределение по состояниям в атоме, от которого, в свою очередь, зависят химические свойства атома. Следовательно, заряд ядра определяет специфику данного химического элемента, т. е. определяет число электронов в атоме, конфигурацию их электронных оболочек, величину и характер внутриатомного электрического поля.

Ядра с одинаковыми Z, но разными *A* (т. е. с разными числами нейтронов *N =A* — Z) называются изотопами, а ядра с одинаковыми A, но разными Z — изобарами. Например, водород (Z=1) имеет три изотопа: ${}^{1}_{1}H$ — протий (Z=1, N=0), ${}^{2}_{1}H$ — дейтерий (Z=1, *N*=1), ${}^{3}_{1}H$ — тритий (Z= 1, N= 2), олово — десять, и т. д. В подавляющем большинстве случаев изотопы одного и того же химического элемента обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами (исключение составляют, например, изотопы водорода), определяющимися в основном структурой электронных оболочек, которая является одинаковой для всех изотопов данного элемента. Примером ядер-изобар могут служить ядра ${}^{10}_{4}Be$, ${}^{10}_{5}B$, ${}^{10}_{6}C$. В настоящее время известно более 2000 ядер, отличающихся либо Z, либо A, либо тем и другим.

Радиус ядра задается формулой $R = R_0 A^{1/3}$, где $R_0=(1{,}3—1{,}7)\ 10^{-15}$м. Однако при употреблении этого термина необходимо соблюдать осторожность (из-за его неоднозначности, например из-за размытости границы ядра). Из формулы вытекает, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре. Следовательно, плотность ядерного вещества примерно одинакова для всех ядер ($\approx 10^{17}$ кг/м^3).

Из закона сохранения энергии вытекает и обратное: для разделения ядра на составные части необходимо затратить такое же количество энергии, которое выделяется при его образовании. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется энергией связи ядра $E_{св}=[Zm_p + (A-Z)m_n-m_я]c^2$,(252.1). Величина $\Delta m=[Zm_p + (A- Z)m_n-m_я$ 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 $\delta E_{св}$ - энергию связи, отнесенную к одному нуклону. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер, т. е. чем больше $\delta E_{св}$, тем устойчивее ядро. Удельная энергия связи зависит от массового числа *A* элемента (рис. 342).

Собственный момент импульса ядра — спин ядра — складывается из спинов нуклонов и из орбитальных моментов импульса нуклонов (моментов импульса, обусловленных движением нуклонов внутри ядра). Обе эти величины являются векторами, поэтому спин ядра представляет их векторную сумму. Спин ядра *квантуется* по закону $L_я=h\sqrt{I(I+1)}$, где *I* — спиновое ядерное квантовое число (его часто называют просто спином ядра), которое принимает целые или полуцелые значения 0, ${}^{1}/_{2}$, 1, ${}^{3}/_{2}$, ... Ядра с четными *A* имеют целые *I*, с нечетными - полуцелые

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.

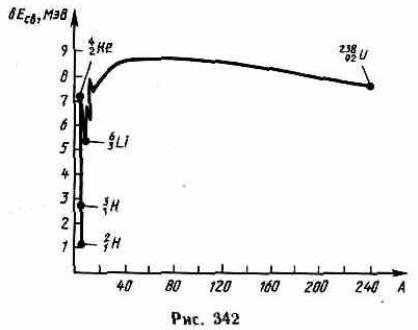


Рис. 342

Под радиоактивным распадом, или просто распадом, понимают естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно. Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется материнским, возникающее ядро — дочерним.

Радиоактивный распад происходит в соответствии с так называемыми правилами смещения, позволяющими установить, какое ядро возникает в результате распада данного материнского ядра. Правила смещения: для α-распада $^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He$, для β-распада $^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + {}^{0}_{-1}e$, где $^{A}_{Z}X$ — материнское ядро, Y — символ дочернего ядра, $^{4}_{2}He$ — ядро гелия (α-частица), $^{0}_{-1}e$— символическое обозначение электрона (заряд его равен — 1, а массовое число — нулю). Правила смещения являются ничем иным, как 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.

Между составляющими ядро нуклонами действуют особые, специфические для ядра силы, значительно превышающие кулоновские силы отталкивания между протонами. Они называются ядерными силами. Их свойства:

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 неэлектрическую 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 только при условии параллельной ориентации их спинов;

6) ядерные силы *не являются центральными, т.* е. действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

Ядерные реакции — это превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами (в том числе и с γ-квантами) или друг с другом. В любой ядерной реакции выполняются *законы сохранения электрических зарядов и массовых чисел:* сумма зарядов (массовых чисел) ядер и частиц, вступающих в ядерную реакцию, равна сумме зарядов (массовых чисел) конечных продуктов (ядер и частиц) реакции. Выполняются также *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).

В ядерной физике вводится характерное ядерное время — время, необходимое для пролета частицей расстояния порядка величины, равной диаметру ядра ($d \approx 10^{-15}$м). 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 случае этих реакций составное ядро не испускает никаких частиц, а переходит в основное состояние, излучая один или несколько γ-квантов).

3.Практическое применение законов атомной и ядерной физики.

1. В результате захвата α частицы ядром изотопа азота $^{14}_{7}N$ образуются неизвестный изотоп и протон. Определить неизвестный изотоп.
2. Какое получится ядро при замене в ядре атома $^{7}_{4}Be$ протонов нейтронами, а нейтронов протонами?

3. Чему равна удельная энергия связи для ядра атома гелия $^{4}_{2}He$, если его энергия связи равна 28 МэВ?
4. Определить удельную энергию связи для ядра $^{12}_{6}C$, если масса его нейтрального атома равна $19{,}9272 \cdot 10^{-27}$ кг.
5. Период полураспада радиоактивного изотопа составляет 24 ч. Определить время, за которое распадется $^{1}/_{4}$ начального количества ядер.
6. Допишите ядерную реакцию $^{93}Nb_{41} + {}^{1}n = ? + {}^{4}He_{2}$

Контрольные вопросы

1. Чем отличаются изобары и изотопы?
2. Почему прочность ядер уменьшается при переходе к тяжелым элементам?
3. Как изменится положение химического элемента в таблице Менделеева после двух α-распадов ядер его атомов? после последовательных одного α-распада и двух β^--распадов?
4. По каким признакам можно классифицировать ядерные реакции?
5. Под действием каких частиц (α-частиц, нейтронов) ядерные реакции более эффективны? Почему?

Лекция 15 (29-30) Основы квантовой механики

План

1. Энергетические уровни атома. Теория Бора.
2. Гипотеза де-Бройля. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.
3. Волновая функция. Уравнение Шредингера для стационарных состояний.
4. Практическое применение законов квантовой физики.

ТЕЗИСЫ

1.Исследования спектров излучения разреженных газов (т. е. спектров излучения отдельных атомов) показали, что каждому газу присущ вполне 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:*

$$\frac{1}{\lambda} = R'\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 3,\ 4,\ 5,\ \ldots), \qquad (209.1)$$

где $R' = 1{,}10 \cdot 10^7$ м$^{-1}$ — постоянная Ридберга. Так как $\nu = c/\lambda$, то формула (209.1) может быть переписана для частот:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 3,\ 4,\ 5,\ \ldots), \qquad (209.2)$$

где $R = R'c = 3{,}29 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$ также постоянная Ридберга.

Из выражений (209.1) и (209.2) вытекает, что спектральные линии, отличающиеся различными значениями *n,* образуют группу или серию линий, называемую серией Бальмера. С увеличением *n* линии серии сближаются; значение $n = \infty$ опре-

деляет 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:

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 2,\ 3,\ 4,\ \ldots).$$

В *инфракрасной области спектра* были также обнаружены: серия Пашена

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 4,\ 5,\ 6,\ \ldots);$$

серия Брэкета

$$\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 5,\ 6,\ 7,\ \ldots);$$

серия Пфунда

$$\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 6,\ 7,\ 8,\ \ldots);$$

серия Хэмфри

$$\nu = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 7,\ 8,\ 9,\ \ldots).$$

Все приведенные выше серии в спектре атома водорода могут быть описаны одной формулой, называемой обобщенной формулой Бальмера:

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \qquad (209.3)$$

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).

Исследование более сложных спектров — спектров паров щелочных металлов (например, Li, Na, K) — показало, что они представляются набором незакономерно расположенных линий. Ридбергу удалось разделить их на три серии, каждая из которых располагается подобно линиям бальмеровской серии.

Приведенные выше сериальные формулы подобраны эмпирически и долгое время не имели теоретического обоснования, хотя и были подтверждены экспериментально с очень большой точностью. Приведенный выше вид сериальных формул, удивительная повторяемость в них целых чисел, универсальность постоянной Ридберга свидетельствуют о глубоком физическом смысле найденных закономерностей, вскрыть который в рамках классической физики оказалось невозможным.

2. Французский ученый Луи де Бройль, осознавая существующую в природе симметрию и развивая представления о двойственной корпускулярно-волновой природе света, выдвинул в 1923 г. гипотезу об *универсальности корпускулярно-волнового дуализма.* Де Бройль утверждал, что не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также волновыми свойствами.

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 *K.* Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц, такие же, как для фотонов: $E=h\nu$, $p=h/\lambda$. Смелость гипотезы де Бройля заключалась именно в том, что соотношение постулировалось не только для фотонов, но и для других микрочастиц, в частности для таких, которые обладают массой покоя. Таким образом, любой частице, обладающей импульсом, сопоставляют волновой процесс с длиной волны, определяемой по формуле де Бройля: $\lambda=h/p$. Это соотношение справедливо для любой частицы с импульсом *p.*

Экспериментальное доказательство наличия волновых свойств микрочастиц привело к выводу о том, что перед нами универсальное явление, общее свойство материи. Но тогда волновые свойства должны быть присущи и макроскопическим телам. Представление о двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества углубляется еще тем, что на частицы вещества переносится связь между полной энергией частицы и частотой ν волн де Бройля: $e=h\nu$. Это свидетельствует о том, что соотношение между энергией и частотой имеет характер *универсального соотношения,* справедливого как для фотонов, так и для любых других.

Подтвержденная экспериментально гипотеза де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме свойств вещества коренным образом изменила представления о свойствах микрообъектов. Всем микрообъектам присущи и корпускулярные, и волновые свойства; в то же время любую из микрочастиц нельзя считать ни частицей, ни волной в классическом понимании.

Рассмотрим свободно движущуюся со скоростью *v* частицу. Групповая скорость волн де Бройля равна скорости частицы. Групповая скорость фотона $u=pc^2/E=mcc^2/mc^2=c$, т. е. равна скорости самого фотона. Волны де Бройля испытывают дисперсию. Это обстоятельство сыграло в свое время большую роль в развитии положений квантовой механики.

Согласно двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества, для описания микрочастиц используются то волновые, то корпускулярные представления. Поэтому приписывать им все свойства частиц и все свойства волн нельзя. В классической механике всякая частица движется по определенной траектории, так что в любой момент времени точно фиксированы ее координата и импульс. Микрочастицы из-за наличия у них волновых свойств существенно отличаются от классических частиц. Одно из основных различий заключается в том, что нельзя говорить о движении микрочастицы по определенной траектории и неправомерно говорить об одновременных точных значениях ее координаты и импульса. Это следует из корпускулярно-волнового дуализма. 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

$$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geqslant h, \\ \Delta y \Delta p_y \geqslant h, \\ \Delta z \Delta p_z \geqslant h, \end{cases} \qquad (215.1)$$

т. е. произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка *h*. Для микрочастицы не существует состояний, в которых ее координаты и импульс имели бы одновременно точные значения. Отсюда вытекает и фактическая невозможность одновременно с любой наперед заданной точностью измерить координату и импульс микрообъекта.

Пусть поток электронов проходит через узкую щель шириной Δx, расположенную перпендикулярно направлению их движения. Дифракционная картина, наблюдаемая на экране, характеризуется главным максимумом, расположенным симметрично оси *Y*, и побочными максимумами по обе стороны от главного. До прохождения через щель электроны двигались вдоль оси, поэтому составляющая импульса $p_x=0$, так что $\Delta p_x=0$, а координата *x* частицы является совершенно неопределенной. В момент прохождения электронов через щель их положение в направлении оси *X* определяется с точностью до ширины щели, т. е. с точностью Δx. В этот же момент вследствие дифракции электроны отклоняются от первоначального направления и будут двигаться в пределах угла 2φ (φ — угол, соответствующий первому дифракционному минимуму). Для простоты ограничимся рассмотрением только тех электронов, которые попадают на экран в пределах главного максимума. Из теории дифракции известно, что первый минимум соответствует углу φ, удовлетворяющему условию $\Delta x \sin\varphi=\lambda$, (215.3), где Δx — ширина щели, а λ — длина волны де Бройля. Из формул получим $\Delta x \Delta p_x=h$. Следовательно, получаем выражение $\Delta x \Delta p_x \geq h$, т.е. соотношение неопределенностей.

Невозможность одновременно точно определить координату и соответствующую составляющую импульса является следствием специфики микрообъектов, отражающей особенности их объективных свойств, а именно двойственной корпускулярно-волновой природы. Соотношение неопределенностей получено при одновременном использовании классических характеристик движения частицы (координаты, импульса) и наличия у нее волновых свойств. Так как в классической механике принимается, что измерение координаты и импульса может быть произведено с любой точностью, то *соотношение неопределенностей является,* таким образом, *квантовым ограничением применимости классической механики к микрообъектам.*

Соотношение неопределенностей позволяет оценить, в какой мере можно применять понятия классической механики к микрочастицам. Известно, что движение по траектории характеризуется в любой момент времени определенными значениями координат и скорости. Выразим соотношение неопределенностей (215.1) в виде $\Delta x \Delta v_x \geq h/m$. (215.4) Из этого следует, что чем больше масса частицы, тем меньше неопределенности ее координаты и скорости и с тем большей точностью можно применять к этой частице понятие траектории. Таким образом, для макроскопических тел их волновые свойства не играют никакой роли. В квантовой теории рассматривается также соотношение неопределенностей для энергии *E* и времени *t*, т. е. неопределенности этих величин удовлетворяют условию $\Delta E \Delta t \geq h$.

Экспериментальное подтверждение идеи де Бройля об универсальности корпускулярно-волнового дуализма, ограниченность применения классической механики к микрообъектам, а также противоречие целого ряда экспериментов привели к созданию квантовой механики, описывающей законы движения и взаимодействия микрочастиц с учетом их волновых свойств. Ее создание и развитие охватывает период с 1900 г. до 20-х годов XX в.; оно связано с работами Э.Шредингера, В. Гейзенберга и П.Дирака.

Уравнением движения в квантовой механике, описывающим движение микрочастиц в различных силовых полях, должно быть уравнение, из которого бы вытекали наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц. Основное уравнение должно быть уравнением относительно волновой функции $\psi(x, y, z, t)$. Основное уравнение нерелятивистской квантовой механики сформулировано в 1926 г. Э. Шредингером:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U(x, y, z, t)\,\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \qquad (217.1)$$

где $\hbar=h/(2\pi)$, m — масса частицы Δ - оператор Лапласа ($\Delta\psi=\partial^2\psi/\partial x^2+\partial^2\psi/\partial y^2+\partial^2\psi/\partial z^2$), 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 $v<<c$. Оно дополняется условиями, накладываемыми на волновую функцию: 1) волновая функция должна быть конечной, однозначной и непрерывной 2) производные $\partial\psi/\partial x$, $\partial\psi/\partial y$, $\partial\psi/\partial z$, $\partial\psi/\partial t$ должны быть непрерывны; 3) функция $|\psi|^2$ должна быть интегрируема; это условие в простейших случаях сводится к условию нормировки вероятностей.

Уравнение (217.1) является общим уравнением Шредингера. Его также называют уравнением Шредингера, зависящим от времени.

$$\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\,\psi=0. \qquad (217.5)$$

Уравнение (217.5) называется уравнением Шредингера для стационарных состояний. В это уравнение в качестве параметра входит полная энергия E частицы. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что подобные уравнения имеют бесчисленное множество решений, из которых посредством наложения граничных условий отбирают решения, имеющие физический смысл. Для уравнения Шредингера такими условиями являются условия регулярности волновых функций: волновые функции должны быть конечными, однозначными и непрерывными вместе со своими первыми производными. 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, a 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.

В квантовой механике состояние микрообъекта полностью определяется волновой функцией $\psi(x, y, z, t)$, квадрат модуля которой $|\psi(x, y, z, t)|^2$ задает плотность вероятности нахождения частицы в точке с координатами x, y, z. В свою очередь, волновая функция $\psi(x, y, z, t)$ удовлетворяет уравнению Шредингера (217.1), содержащему первую производную функции ψ по времени. Следовательно, начальное состояние ψ_0 есть причина, а состояние ψ в последующий момент — следствие. Таким образом, состояние системы микрочастиц, определенное в квантовой механике, однозначно вытекает из предшествующего состояния, как того требует принцип причинности. Свободная квантовая частица описывается плоской монохроматической волной де Бройля.

Контрольные вопросы

1. Охарактеризуйте волны де-Бройля.
2. Испытывают ли волны де-Бройля дисперсию?
3. Какие фундаментальные типы взаимодействий осуществляются в природе?
4. Какой из них является универсальным?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тезисы лекций разработаны в соответствии с действующей программой курса физики для будущих инженеров, специалистов технического профиля. Небольшой объем достигнут с помощью тщательного отбора и лаконичного изложения материала.

Систематическое изложение физических основ классической механики, основ молекулярной физики и термодинамики, электростатики, законов постоянного электрического тока и электромагнетизма, теории колебаний и волн, элементов оптики, квантовой, атомной и ядерной физики существенно облегчат самостоятельную подготовку студента к занятиям, выполнению заданий текущего, рубежного и итогового контроля.

В пособии нет громоздких выкладок, математический аппарат понятен и лаконичен. Приведены задания и контрольные вопросы, которые помогут студенту уяснить уровень владения тем или иным разделом курса физики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трофимова Т.И. Курс физики. - М.: Высшая школа, 2008. – 432 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1-3. - М.: Астрель, АСТ, 2006.
3. Пономаренко Е.В. Физика: Уч. пособие. – Шымкент: ЮКГУ, 2012. – 176 с.
4. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. - М.: Высшая школа, 2004. – 607 с.
5. Костко О.К. Физика для архитектурных и строительных вузов. – М.: Высшая школа, 2004. – 456 с.
6. Матвеев А.Н. Молекулярная физика. – М.: Высшая школа, 2004. – 267 с.
7. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм. – М.: Высшая школа, 2002.- 189 с.
8. Матвеев А.Н. Оптика. – М.: Высшая школа, 2005. – 257 с.
9. Матвеев А.Н. Атомная физика. – М.: Высшая школа, 2001. – 245 с.

Елена Валерьевна Пономаренко

Сборник тезисов лекций по дисциплине «Физика»
для студентов специальности 5В073000 -
Производство строительных материалов, изделий и конструкций

Подписано в печать _____
(число.месяц.год)
Формат бумаги $X^{x}Y$ 1/16

Бумага типографская. Печать офсетная. Объем 5 п.л.
Тираж _____экз. Заказ №_____*

© Издание Южно-Казахстанского государственного университета им. М.Ауэзова

Издательский центр ЮКГУ им. М.Ауэзова, г. Шымкент, пр. Тауке хана, 5