Некоммерческое акционерное общество

АЛМАТИНСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ЭНЕРГЕТИКИ И СВЯЗИ ИМЕНИ ГУМАРБЕКА ДАУКЕЕВА

Кафедра космической инженерии

ФИЗИКА

Конспект лекций
для студентов, обучающихся по образовательной программе
6В100200 – Система информационной безопасности

Алматы 2022

СОСТАВИТЕЛИ: А.А. Абдикасова, Г.Т. Алджамбекова, Г.К. Наурызбаева. Физика. Конспект лекций для студентов, обучающихся по образовательной программе 6В100200 – Система информационной безопасности. – Алматы, АУЭС, 2022. – 69 с.

Излагается содержание лекций по дисциплине «Физика» для студентов бакалавриата, обучающихся по образовательной программе 6В100200 – Система информационной безопасности.

Конспект лекций представляет собой еще один элемент системы методического обеспечения учебного процесса по дисциплине и может быть использован в качестве раздаточного материала на лекционных занятиях, а также СРС над теоретическим материалом при подготовке к практическим и лабораторным занятиям и экзаменам.

Ил. –19, табл. – 4, библ. – 6 назв.

Рецензент: доцент каф. ЭТ А.С. Баймаганов

Печатается по плану издания некоммерческого акционерного общества «Алматинский университет энергетики и связи имени Гумарбека Даукеева» на 2021–2022 год

© НАО «Алматинский университет энергетики и связи имени Гумарбека Даукеева», 2022 г.

Введение

Конспект представляет собой изложение материала лекций по дисциплине «Физика» и предназначен для студентов, которые обучаются по программам бакалавриата по специальности «Система информационной безопасности».

Курс «Физика» включает в себя некоторые разделы классической и современной физики. Представленные в конспекте лекций разделы посвящены рассмотрению теоретических вопросов механики, электричества и магнетизма, оптики, атомной и ядерной физики. В нем в доступной форме и вместе с тем сжато изложен учебный материал, включающий основные определения, формулировки основных законов, примеры их применения, поясняющие рисунки и комментарии, что, делает этот материал хорошо воспринимаемым и будет способствовать лучшему его усвоению.

В каждой лекции отражены основные вопросы темы в их логической связи и структурной целостности.

Данный конспект лекций может служить основой для учебной деятельности студента и призван помочь ему в более глубоком изучении учебного материала, а также при подготовке к практическим и лабораторным занятиям.

1 Лекция № 1. Кинематика и динамика материальной точки и поступательного движения твердого тела

Содержание лекции: в лекции изложены введение в дисциплину «Физика» и сущность механических явлений.

1.1 Введение. Структура физики. Материя и ее формы. Физические законы

Механика – изучает наипростейшую форму движения, которая состоит в перемещении тел или их частей друг относительно друга в пространстве с течением времени.

Физика – наука, изучающая закономерности явлений природы, строение и свойства материи и законы ее движения.

Материя – философская категория для обозначения объективной реальности, которая отображается ощущениями человека, существуя независимо от них. Есть 2 вида неживой материи: *вещество и поле*. Они могут переходить друг в друга. Вещество – атомы, молекулы и все тела, состоящие из них. Поля – гравитационные, электромагнитные и т.д. Материя всегда *в непрерывном движении*. Это – неотъемлемое свойство материи. Она существует и движется в пространстве и во времени. Это – *формы бытия материи*.

Физические законы выражают объективные закономерности в природе и формулируются в виде количественных соотношений между физическими величинами. *Опыт* – основной метод исследования в физике. *Гипотеза* – научное предположение для объяснения какого-либо физического явления.

Физика делится на *классическую и квантовую*. Первая начинается с механики Ньютона и заканчивается релятивистской теорией Эйнштейна. *Пределы применимости классической физики определяются критериями*: $m >> m_a$, $v << c$.

Квантовая физика начинается с гипотезы Планка. Физика развивается не автономно, а в тесной связи и взаимодействии с другими науками – математикой, техникой и т.д.

1.2 Кинематика материальной точки

Механика – раздел физики, в котором изучаются закономерности механического движения и причины, вызвавшие или изменившие его.

В *классической механике* рассматривается движение макроскопических тел со скоростями, много меньшими скорости света (с) в вакууме. Законы движения макроскопических тел со скоростями, сравнимыми со скоростью c, изучаются *релятивистской механикой*. Для описания движения микроскопических тел (отдельных атомов и элементарных частиц) применяются законы *квантовой механики.*

Механика делится *на кинематику, динамику и статику.* В статике рассматривается условие равновесия тел.

Кинематика – раздел механики, рассматривающий закономерности движения тел вне зависимости от причин, вызывающих или изменяющих его. Примером механического движения является движение материальной точки. Материальной точкой называют такое тело, размерами и формой которого можно пренебречь в данной задаче.

Динамика – раздел механики, изучающий законы движения тел и причины, вызывающие или изменяющие это движение.

Всякое перемещение твёрдого тела можно представить как комбинацию поступательного и вращательного движений.

Механическое движение – изменение с течением времени положения тел или их частей относительно друг друга.

При изучении движения всегда необходимо условиться, относительно какого тела рассматривается движение данного тела. С выбранным для этой цели телом, которое называется телом отсчета, связывают какую-либо систему координат, например, прямоугольную.

Система отсчета – совокупность неподвижных относительно друг друга тел или одно тело, по отношению к которым рассматривается движение, плюс часы. Используемые *модели* в механике – материальная точка (частица) и абсолютно твердое тело.

Всякое физическое тело обладает размерами и формой. Абсолютно твердым телом называется тело, которое не деформируется и расстояние между любыми двумя частицами этого тела остается постоянным при любых условиях. Такое тело может двигаться поступательно или вращаться.

Поступательным движением называется такое движение, при котором прямая, проведенная в абсолютно твердом теле, перемещается в пространстве, оставаясь параллельной самой себе.

Вращательным движением называется такое движение, при котором все точки абсолютно твердого тела описывают окружности с центрм на прямой, называемой осью вращения. Ось вращения может проходить через данное тело или находиться вне тела.

Положение частицы в пространстве определяется *радиусом-вектором*, проведенным из начала координат:

$$\vec{r} = \vec{i} \cdot x + \vec{j} \cdot y + \vec{k} \cdot z, \qquad (1.1)$$

где $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – единичные вектора или орты координатных осей;

x, y, z – координаты частицы.

Кинематические уравнения движения в координатной форме запишем в виде

$$x = f_1(t);\ y = f_2(t);\ z = f_3(t). \qquad (1.2)$$

Связь между модулем к и координатами известна:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}\ . \qquad (1.3)$$

Если частица за некоторое время Δt переместилась из точки 1 в точку 2, то расстояние между ними вдоль траектории называется *путем* ΔS, а вектор, проведенный между точками 1 и 2, является *перемещением* частицы

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 .$$

Средняя скорость определяется как $\langle\vec{\upsilon}\rangle = \Delta\vec{r} / \Delta t$, а *мгновенная скорость* – формулой

$$\vec{\upsilon} = \lim_{\Delta t \to 0} (\Delta\vec{r} / \Delta t) = d\vec{r} / dt\ , \qquad (1.4)$$

т.е. скорость есть производная радиуса-вектора частицы по времени. Так как $\vec{\upsilon} = \vec{i} \cdot \upsilon_x + \vec{j} \cdot \upsilon_y + \vec{k} \cdot \upsilon_z$, то модуль скорости связан с ее проекциями на координатные оси: $\upsilon = \sqrt{\upsilon_x^{\ 2} + \upsilon_y^{\ 2} + \upsilon_z^{\ 2}}$.

Аналогично определяется ускорение поступательного движения $\vec{a} = d\vec{\upsilon} / dt$.

Для криволинейного (по траектории) движения полное ускорение состоит из нормального (центростремительного) и тангенциального ускорений:

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n\ ;\ a = \sqrt{a^2{}_\tau + a^2{}_n} = \sqrt{(d\upsilon / dt)^2 + (\upsilon^2 / R)^2}\ . \qquad (1.5)$$

Кинематическое уравнение вращательного движения твердого тела: $\varphi = f(t)$, где φ – угол поворота является аналогом пути ΔS.

Мгновенная и средняя угловые скорости выражаются соответственно как

$$\omega = d\varphi / dt \text{ и } \langle\omega\rangle = \Delta\varphi / \Delta t\ . \qquad (1.6)$$

Угловое ускорение: $\vec{\beta} = d\vec{\omega} / dt$. (1.7)

При равномерном вращении имеем следующие уравнения:

$$\varphi = \omega \cdot t\ ,\ \omega = const\ ,\ \beta = 0\ , \omega = 2\pi \cdot n\ , n = 1/T\ , \qquad (1.8)$$

где n – частота вращения;

T – период.

При ускоренном вращении тела кинематические уравнения

$$\varphi = \omega_0 \cdot t + \beta t^2 / 2 \text{ и } \omega = \omega_0 + \beta \cdot t$$

напоминают формулы поступательного равноускоренного движения.

Укажем связь характеристик поступательного и вращательного движений.

Тангенциальное ускорение

$$a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt} = \frac{d}{dt}(\omega R) = R \cdot \varepsilon \quad \text{или} \quad \vec{a}_\tau = \left[\vec{\varepsilon}\,\vec{r}\right]. \tag{1.9}$$

Нормальное ускорение

$$a_n = \frac{\upsilon^2}{R} = \omega^2 \cdot R \quad \text{или} \quad \vec{a}_n = -\omega^2 \cdot \vec{R}. \tag{1.10}$$

Значения составляющих ускорения при различных видах поступательного движения точки приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Движение	Тангенциальное ускорение a_τ	Нормальное ускорение a_n
Равномерное прямолинейное	0	0
Равнопеременное прямолинейное	$a_\tau = a = const$	0
Равномерное вращение	0	$a = a_n = const$
Равнопеременное криволинейное	$const$	$\neq 0$

Таблица 1.2

Поступательное Движение		Вращательное Движение		Связь между характеристиками
Радиус-вектор	$\vec{r}$	Угол поворота	φ	
Вектор перемещения	$d\vec{r}$	Вектор углового перемещения	$d\vec{\varphi}$	
Длина пути	dS	Длина пути	dS	$dS = R \cdot d\varphi$
Скорость	$\vec{\upsilon} = \frac{d\vec{r}}{dt}$	Угловая скорость	$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}$	$\upsilon = R \cdot \omega$, $\vec{\upsilon} = \left[\vec{\omega}\,\vec{r}\right]$
Ускорение	$\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$ $\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau$	Угловое ускорение	$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d^2\vec{\varphi}}{dt^2}$	
Тангенц. ускорение	$a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}$			$a_\tau = R \cdot \varepsilon$, $\vec{a}_\tau = \left[\vec{\varepsilon}\,\vec{r}\right]$
Нормальное ускорение	$a_n = \frac{\upsilon^2}{R}$			$a_n = \omega^2 \cdot R$, $\vec{a}_n = -\omega^2 \cdot \vec{R}$

В табл. 1.2 приведены кинематические характеристики тела при поступательном и вращательном движениях.

1.3 Динамика. Закон сохранения импульса

Галилей впервые показал, что действием силы объясняется не сохранение скорости, а ее изменение, т.е. ускорение. Сохранение скорости тела обеспечивается в силу закона инерции, т.е. первый закон Ньютона был сформулирован еще Галилеем. Первый закон является независимым от

второго, поскольку в нем утверждается *существование в природе инерциальных систем отсчета*, т.е. систем, описание движения в которых является наиболее простым. В частности, если F= 0, то и a = 0, и тело сохраняет прежнее состояние.

Основная задача динамики – дать количественное соотношение между силой и ускорением.

Состояние системы частиц или тела считается заданным, если известны координаты и скорость тела в данный момент времени.

Системой материальных точек называется совокупность конечного их числа. На систему могут действовать *внешние и внутренние силы*. Считается, что внутренние силы удовлетворяют 3-му закону Ньютона.

Уравнением движения в динамике является второй закон Ньютона. Его решение позволяет определить законы движения частиц или тел.

Импульс системы – сумма импульсов частиц (свойство аддитивности):

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + ... + \vec{p}_n .$$

Закон сохранения импульса (ЗСИ).

Изолированной, или замкнутой, является система, на которую не действуют внешние силы. Для нее в уравнении движения $d\vec{p}/dt = \vec{F}$ имеем $\vec{F} = 0$ (для внутренних сил $\sum_i \vec{F}_i = 0$ по 3-му закону Ньютона) и $d\vec{p}/dt = 0$, т.е. $\vec{p} = const.$

ЗСИ гласит: импульс изолированной системы не изменяется при любых процессах, происходящих внутри системы. Для материальной точки ЗСИ означает, что в отсутствие внешних сил она движется с постоянной скоростью по прямой линии. Для системы материальных (частиц) точек закон утверждает, что центр масс системы движется равномерно и прямолинейно.

ЗСИ является следствием *однородности пространства*, т.е. одинаковости физических свойств в каждой точке пространства. Параллельный перенос замкнутой системы из одной точки в другую с сохранением взаимного расположения и скоростей частиц не влияет на протекание механических процессов.

В некоторых случаях может сохраняться лишь проекция импульса.

Контрольные вопросы:

1. Дайте определения поступательного и вращательного движений.
2. Перечислите кинематические характеристики движения точки, а также поступательного и вращательного движения твердого тела и дайте их определения. Укажите свяжи между ними.
3. Какое движение называют равнопеременным?
4. Каков смысл нормального и тангенциального ускорений точки? Как направлены эти ускорения и чему они численно равны?

2 Лекция № 2. Динамика вращательного движения твердого тела

Содержание лекции: приведены основные понятия, характеристики, а также основное уравнение вращательного движения.

2.1 Момент силы и момент импульса

Введем понятие векторного произведения $[\vec{a}\vec{b}]=\vec{c}$ или $\vec{a}x\vec{b}=\vec{c}$. Его направление определяется по правилу векторного произведения: если вращать первый вектор ко второму как на головке правого винта, то поступательное движение винта даст направление вектора $\vec{c}$.

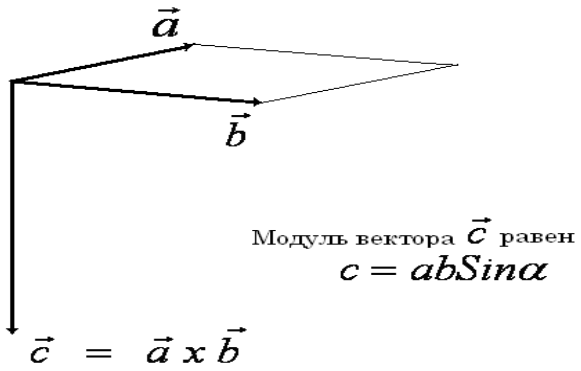


Рисунок 2.1

2.1а: $\vec{M}=[\vec{r}\vec{F}]$ – момент силы относительно точки О является вектором, а относительно любой оси, проведенной через точку О, является скаляром. Его модуль определяется как

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

где ℓ – плечо силы.

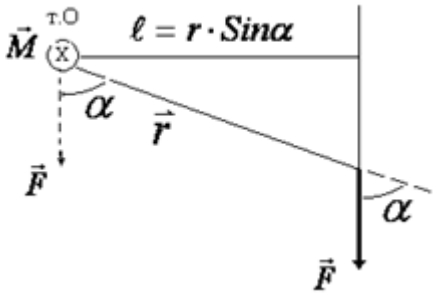


Рисунок 2.2

2.1б: Момент пары сил относительно точки

Парой сил называются две равные по величине и противоположные по направлению силы, не лежащие на одной прямой. Плечо ℓ для них указано на рисунке 2.3. Вывод момента пары сил:

$$\vec{M}=[\vec{r}_1\vec{F}_1]+[\vec{r}_2\vec{F}_2];$$

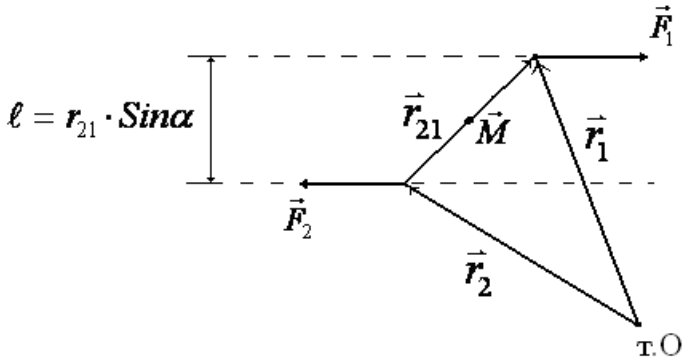


Рисунок 2.3

С учетом $\vec{F}_2 = -\vec{F}_1$ имеем

$$\vec{M} = [\vec{r}_1\vec{F}_1] - [\vec{r}_2\vec{F}_1] = [(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \vec{F}_1] = [\vec{r}_{21}\vec{F}_1],$$

где $\vec{r}_{21} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, т.е. момент пары сил не зависит от положения точки О.

Относительно оси Z: $M_Z = [\vec{r}_{21}\vec{F}]_{ПР.Z}$

2.1*c*: *Момент импульса* – $\vec{L} = [\vec{r}\vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{v}]$. Модуль $L = mvr\sin\alpha = mv\ell$.

a) Частица движется по прямой: $L = mv\ell$.

b) Частица движется по окружности: $L = mv\ell = mvr$.

$L_Z = [\vec{r}\vec{p}]_{ПР.Z}$ – момент импульса частицы относительно оси Z.

2.2 Уравнение моментов. Закон сохранения момента импульса

Возьмем производную по времени

$$d\vec{L}/dt = d[\vec{r}, m\vec{v}]/dt = [\vec{r}, m\dot{\vec{v}}] + [\dot{\vec{r}}, m\vec{v}].$$

С учетом $m\dot{\vec{v}} = m\vec{a} = \vec{F}$ получим $d\vec{L}/dt = [\vec{r}\vec{F}] + [\vec{v}, m\vec{v}]$. $[\vec{v}, m\vec{v}] = 0$, поэтому получим $d\vec{L}/dt = \vec{M}$ – *уравнение моментов*.

Вывод: скорость изменения момента импульса со временем равна суммарному моменту сил, действующих на частицу. Проекция: $dL_Z/dt = M_Z$.

Закон сохранения момента импульса

Рассмотрим систему материальных точек. Пусть на нее действуют внутренние и внешние силы. Вследствие аддитивности запишем для системы момент импульса

$$\vec{L} = \sum_i \vec{L}_i = \sum_i [\vec{r}_i \vec{p}_i].$$

Производная по t: $d\vec{L}/dt = \sum dL_i/dt$.

Для каждой частицы $dL_i/dt = \vec{M}_{ii} + \vec{M}_{ie}$, для системы $dL/dt = \sum\vec{M}_{ii} + \sum\vec{M}_{ie}$.

$\sum\vec{M}_{ii} = 0$ (так как плечо пары внутренних сил равно 0) и $d\vec{L}/dt = \sum\vec{M}_{ie}$. Спроектируем на ось Z: $dL_Z/dt = \sum M_{eZ}$. Для замкнутой системы момент внешних сил равен нулю: $\sum M_{eZ} = 0$ и $L_Z = const.$ Это – *закон сохранения*

момента импульса. Он является следствием *изотропности пространства*, т.е. одинаковых свойств пространства по разным направлениям. Поворот замкнутой системы на некоторый угол с сохранением взаимного расположения и скоростей частиц не влияет на протекание механических процессов.

2.3 Основное уравнение динамики вращательного движения

Для элементарной массы Δm_i, отстоящей от оси Z на расстоянии $r_i = R_i$,

$$\vec{L}_i = \Delta m_i [\vec{r}_i \vec{v}_i]. \qquad (2.1)$$

Для тела:

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_i = \sum \Delta m_i [\vec{r}_i \vec{v}_i]. \qquad (2.2)$$

$$d\vec{L}/dt = \sum \vec{M}_{ie} \text{ относительно точки О.} \qquad (2.3)$$

Относительно оси Z: $L_{Zi} = L_i \cdot \cos\varphi$.

Поставим $L_i = \Delta m_i r_i v_i$. С учетом $v_i = \omega R_i$ имеем $L_{Zi} = \omega R_i^2 \cdot \Delta m_i$.

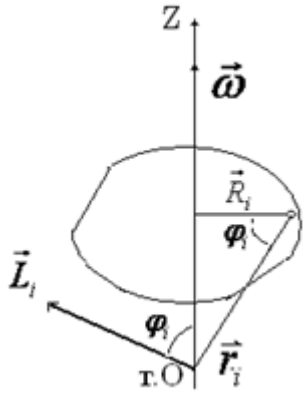


Рисунок 2.4

$$L_Z = \sum L_{Zi} = \sum \omega \cdot R_i^2 \cdot \Delta m_i = \omega \cdot \sum \Delta m_i R_i^2. \qquad (2.4)$$

$I = \sum \Delta m_i R_i^2$ – момент инерции тела.

Тогда

$$L_Z = I \cdot \omega. \qquad (2.5)$$

$$\frac{d}{dt}(I \cdot \omega) = \sum M_{e,Z}$$

или

$$\underline{I \cdot \varepsilon = M} \qquad (2.6)$$

Это *основное уравнение динамики вращательного движе*ния (аналог II закона Ньютона для поступательного движения).

Момент инерции тела $I \cong \sum \Delta m_i R_i^2$,

где Δm_i – элементарные массы, на которые делится тело и для которой известно приближенное значение R_i.

Более точно м*омент инерции тела* запишем через интеграл

$$I = \lim_{\Delta m \to 0} \sum R_i^2 \Delta m_i = \int R^2 dm \text{ или } I = \int \rho R^2 dV \qquad (2.7)$$

Теорема Штейнера: $I = I_C + m \cdot a^2$. (2.8)

Момент инерции тела относительно произвольной оси равен моменту инерции тела относительно оси, параллельной данной и проходящей через центр масс, плюс произведение массы тела на квадрат расстояния между осями. Значения I_C указаны в справочнике.

Контрольные вопросы:

1. Что называется моментом силы относительно неподвижной точки? Относительно неподвижной оси? Как определяется направление момента силы?
2. Сопоставьте основные уравнения динамики поступательного и вращательного движений, прокомментируйте их аналогию.
3. Основное уравнение динамики вращательного движения.

3 Лекция № 3. Закон сохранения энергии в механике

Содержание лекции: в лекции представлены связь энергии и работы, виды энергии и закон сохранения полной механической энергии.

3.1 Энергия и работа

Энергия – количественная мера движения и взаимодействия всех видов материи. Она связывает воедино все явления природы.

Существуют различные виды: механическая, внутренняя, электромагнитная и др. Полная механическая энергия равна сумме кинетической и потенциальной энергий, т.е. $E = E_K + E_P$.

Рассмотрим движение частицы m под действием $\vec{F}$:

$$m\dot{\vec{v}} = \vec{F}. \qquad (3.1)$$

Умножим обе части (3.1) на $m\dot{\vec{v}}d\vec{r} = \vec{F} \cdot d\vec{r}$. Так как $d\vec{r} = \vec{v} \cdot dt$, выразим левую часть как $m\dot{\vec{v}}\vec{v} \cdot dt = m\vec{v}d\vec{v}$. Покажем, что $\vec{v}d\vec{v} = vdv$. У нас было $\vec{v}^{\,2} = v^2$. Дифференциал его равен $2\vec{v}d\vec{v} = 2vdv$. Тогда $m\vec{v}d\vec{v} = mvdv = d(mv^2/2)$ или

$$d(mv^2/2) = \vec{F}d\vec{r}, \qquad (3.2)$$

где $E_K = mv^2/2$ – кинетическая энергия частицы или $E_K = p^2/2m$.
Таким образом,

$$dE_K = \vec{F}d\vec{r},$$

где в правой части имеем элементарную работу $\delta A = \vec{F}d\vec{r}$. Интегрирование (3.2) дает

$$mv_2^{\,2}/2 - mv_1^{\,2} = \int_1^2 \vec{F}d\vec{r} \text{ или } E_{K2} - E_{K1} = A_{12}. \qquad (3.3)$$

Уравнение (3.3) представляет собой теорему о кинетической энергии.

Вывод: работа результирующей всех сил, действующих на частицу, идет на приращение ее кинетической энергии.

3.2 Работа и мощность

Элементарная работа силы $\vec{F}$ при перемещении тела $d\vec{r}$ выражается как скалярное произведение двух векторов $\delta A = \vec{F} \cdot d\vec{r} = F \cdot \cos \cdot \alpha \cdot dr = F_r \cdot dr$.

Полная работа равна

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_{r_1}^{r_2} F_r dr \cdot \qquad (3.4)$$

Работа нескольких сил равна алгебраической сумме работ каждой из сил

$$A = A_1 + A_2 + ... \qquad (3.5)$$

Мгновенная мощность определяется как

$$N = \frac{\delta A}{dt} \qquad (3.6)$$

или в виде

$$N = \vec{F} \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v}. \qquad (3.7)$$

Итак, мощность является скалярным произведением силы на скорость точки приложения силы. 1л.с. = 736 Вт.

Средняя мощность – это работа в единицу времени:

$$N = A/t. \qquad (3.8)$$

3.3 Консервативные силы и потенциальная энергия

Тела могут взаимодействовать через поле – вторую форму материи. Каждое тело в пространстве создает особое состояние, называемое *силовым полем*.

Силы, работа которых не зависит от пути, называются консервативными.

Работа консервативных сил на замкнутом пути равна нулю:

$$A = A_{12} + A_{21} = A_{12} - A_{12} = 0.$$

Поле *однородное*, если в каждой точке $\vec{F} = const$.

Стационарным называется поле, не изменяющееся со временем.

Центральным является поле, в любой точке которого действующая на частицу сила проходит через неподвижный центр.

Силы в однородном стационарном поле и в центральном поле являются консервативными.

Рассмотрим поле консервативных сил. Пусть каждой точке соответствует функция

$$E_P(x, y, z).$$

Для точки 0 имеем E_{p0}.

В любой точке В определим ее как $E_{PB} = E_{P0} + A_{B0}$ и назовем *потенциальной энергией.* Тогда

$$E_{P1} - E_{P2} = (E_{P0} + A_{10}) - (E_{P0} + A_{20}) = A_{10} - A_{20} = A_{10} + A_{02} = A_{12}.$$

Это – *теорема о потенциальной энергии*:

$$A_{12} = E_{P1} - E_{P2} \qquad (3.10)$$

Вывод: работа консервативных сил равна убыли потенциальной энергии.

Пример: $A_{12} = mgh_1 - mgh_2$ – работа сил тяжести.

Потенциальная энергия определена с точностью до постоянной.

Существует потенциальная энергия взаимодействия, например, двух точечных электрических зарядов и др.

Связь E_P и $\vec{F}$ *:* Частица движется вдоль OX. При перемещении на *dx* работа сил поля над частицей

$$\delta A = \vec{F} d\vec{r} = F_x dx.$$

С др. стороны, $\delta A = -dE_P$.

Тогда $F_X = -\partial E_P / \partial x$.

Аналогично, $F_Y = -\partial E_P / \partial y$ и $F_Z = -\partial E_p / \partial z$.

$$\vec{F} = F_X \vec{e}_X + F_Y \vec{e}_Y + F_Z \vec{e}_Z = -(\frac{\partial E_P}{\partial x} \cdot \vec{e}_X + \frac{\partial E_P}{\partial y} \cdot \vec{e}_Y + \frac{\partial E_P}{\partial z} \cdot \vec{e}_Z)$$

$$\vec{F} = -grad E_P = -\nabla E_P, \qquad (3.11)$$

где $\nabla = \vec{e}_X \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_Y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_Z \frac{\partial}{\partial z}$ – набла или оператор Гамильтона. Следовательно, *консервативная сила равна градиенту потенциальной энергии частицы, взятому с обратным знаком.*

3.4 Закон сохранения энергии

Рассмотрим систему из N взаимодействующих частиц, на которую действуют внешние консервативные и неконсервативные силы. Внутренние силы консервативны. Вычислим работу над частицами при перемещении системы из положения 1 в положение 2 с изменением ее конфигурации.

$A_{12,ВНЕШ,КОНС} = E'_{p1} - E'_{p2}$; $A_{12,ВНУТ,КОНС} = E''_{p1} - E''_{p2}$; A^*_{12} – работа неконсервативных внешних сил. По теореме о E_K имеем

$$(E'_{P1} - E'_{P2}) + (E''_{P1} - E''_{P2}) + A^*_{12} = (E_{K2} - E_{k1}) \qquad (3.12)$$

$$E = E_k + E'_P + E''_P$$

– полная механическая энергия.

Тогда (3.12) можно записать как $E_2 - E_1 = A^*_{12}$.

Для замкнутой системы $A^*_{12} = 0$ и $E_1 = E_2$ или E =const., т.е. *полная механическая энергия замкнутой системы тел, между которыми действуют только консервативные силы, остается постоянной.*

Закон сохранения энергии является следствием однородности времени. Это означает, что замена момента времени t_1 на t_2 без изменения координат и скоростей тел не изменяет механических свойств системы.

Контрольные вопросы:

1. В каких системах отсчета справедливы законы Ньютона?
2. Что такое сила и как ее можно охарактеризовать?
3. В чем заключается закон сохранения импульса? В каких системах он выполняется? Почему он является фундаментальным законом природы?
4. Дайте определение понятием энергии и механической работы и укажите связь между ними.
5. Дайте определения и выведите формулы для известных вам видов механической энергии.

4 Лекция № 4. Статистические распределения

Содержание лекции: в лекции изложена сущность статистического и термодинамического методов исследования свойств вещества.

4.1 Статистический и термодинамический методы исследования

Молекулярная физика – раздел физики, в котором изучаются строение и свойства веществ, а также процессы, происходящие в них. Мы изучаем тела, которые состоят из огромного числа атомов или молекул. Например, в N_A=6,023.10^{23} моль$^{-1}$. Невозможно для них составить уравнения и решить их. Но даже гипотетическое их решение для каждой частицы не даст представления о состоянии газа как целого. Состояние газа на практике определяется лишь тремя макропараметрами: p, V, T. В микросистемах из большого числа частиц действуют другие закономерности, а именно, *статистические*, поэтому для них используется *статистическая физика*, которая основана на вероятностных методах и свойства тел в которой берутся как суммарный усредненный результат действия молекул.

В *термодинамическом методе* исследования рассматриваются только макроскопические свойства тел и процессы, происходящие в них. Термодинамика основана на нескольких (мы рассмотрим 3) законах или началах. Оба метода не противоречат, а скорее дополняют друг друга.

При их изучении будут использованы следующие понятия и определения: термодинамическая система (изолированная и неизолированная), макропараметры состояния – p, V, T и т.д., неравновесное и равновесное состояния, релаксация, обратимый и необратимый процесс, цикл.

4.2 Распределение Максвелла

Оно дает *распределение молекул по скоростям*. Состояние газа – *равновесное,* поэтому все направления равноправны. Вводится понятие *пространства скоростей*. Введя N – число молекул газа, f(v) – функцию распределения, получим плотность Nf(v) и число молекул со скоростями, заключенными в объеме $dv_X dv_Y dv_Z$, в виде

$$dN_v = Nf(v)\cdot dv_X \cdot dv_Y \cdot dv_Z = Nf(v)\cdot 4\pi v^2 \cdot dv. \qquad (4.1)$$

Разделив (4.1) на N, получим вероятность dP_V нахождения скоростей молекул в пределах от

$$v \text{ до } v+dv:\ dP_V = f(v)\cdot 4\pi v^2 dv = F(v)dv, \qquad (4.2)$$

где F(v) – *функция распределения Максвелла*, полученная теоретически.

$$F(v) = A\cdot \exp(-\frac{mv^2}{2kT})\cdot 4\pi v^2. \qquad (4.3)$$

Коэффициент А найдем из условия нормировки:

$$\int_0^\infty F(v)dv = 1. \qquad (4.4)$$

$$A = (m/2\pi\cdot kT)^{\frac{3}{2}}.$$

Итак, $$F(v) = (\frac{m}{2\pi kT})^{\frac{3}{2}}\cdot \exp(-\frac{mv^2}{2kT})\cdot 4\pi v^2.$$

Взяв производную от F(v) по v и приравняв 0, получим

$$\exp(-mv^2/kT)\cdot(2-mv^2/kT)\cdot v = 0,$$

Откуда $v_{BEP} = \sqrt{2kT/m}$ – *наиболее вероятная скорость*. (4.5)

Среднее значение модуля скорости и среднее значение квадрата скорости определяются как

$$\langle v\rangle = \int_0^\infty vF(v)dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\cdot m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\cdot M}}, \qquad (4.6)$$

$$\langle v^2\rangle = \int_0^\infty v^2F(v)dv = \frac{3kT}{m}.$$

Из последнего уравнения получим

$$v_{CP.KB.} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}. \qquad (4.7)$$

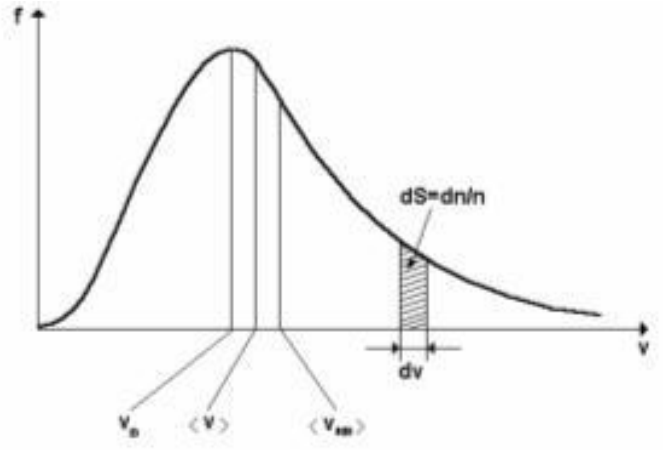


Рисунок 4.1

4.3 Барометрическая формула. Распределение Больцмана

Выведем барометрическую формулу. С ростом высоты h давление падает:

$$-dp = \rho g \cdot dh \quad \text{при} \quad S=1.$$

С учетом $\rho = m/V = pM/RT$

получим

$$dp = -(Mpg/RT)dh.$$

Разделим переменные:

$$dp/p = -(Mg/RT)dh.$$

Считая атмосферу изотермической (T=const), интегрируем

$$\ln p = -Mgh/(RT) + \ln C.$$

Потенцируем $p = C \cdot \exp(-Mgh/RT)$, положим h=0, тогда C= p_0 и окончательно

$$p = p_0 \cdot \exp(-Mgh/RT) \qquad (4.8)$$

– барометрическая формула.

Заменив M/R на m/k и с учетом p = nkT, получим

$$nkT = n_0 kT \cdot \exp(-mgh/kT) \quad \text{или} \quad n = n_0 \cdot \exp(-mgh/kT). \qquad (4.9)$$

Объединенная формула Максвелла-Больцмана

$$dN_{V_X,V_Y,V_Z,X,Y,Z} = A \cdot \exp\left(-\frac{mv^2/2 + E_p}{kT}\right) \cdot dv_X \cdot dv_Y \cdot dv_Z \cdot dx \cdot dy \cdot dz. \qquad (4.10)$$

4.4 Закон равнораспределения энергии по степеням свободы

Запишем давление как $p = nkT$ (10) из уравнения Менделеева – Клапейрона и $p = nm\langle v^2 \rangle / 3 = (2n/3)\langle E_{K,пост} \rangle$ – основное уравнение МКТ. Приравнивая правые части, получим

$$\langle E_{к,пост} \rangle = 3kT/2 . \qquad (4.11)$$

Отсюда получается среднеквадратичная скорость молекул.

Степени свободы. Числом степеней свободы называется число независимых координат, определяющих положение системы в пространстве.

По закону равнораспределения энергии по степеням свободы на каждую степень приходится (1/2) kT, т.е.

$$\langle E \rangle = ikT/2 . \qquad (4.12)$$

Внутренняя энергия 1 моля идеального газа

$$U_M = N_A \langle E \rangle = (i/2) N_A kT = (i/2) RT . \qquad (4.13)$$

Сравним с эмпирической формулой

$$U_M = C_V T . \qquad (4.14)$$

Отсюда

$$C_V = iR/2 \qquad (4.15)$$

и

$$C_P = C_V + R = \frac{i+2}{2} R . \qquad (4.16)$$

$\gamma = C_P / C_V = (i+2)/i$ – постоянная адиабаты или отношение теплоемкостей.

Итак, C_P и C_V не зависят теоретически от T, на опыте эта зависимость проявляется и находит объяснение в квантовой теории.

Контрольные вопросы:

1. Внутренняя энергия идеального газа? Какими параметрами она определяется?
2. Сформулируйте первое начало термодинамики.
3. Какие виды теплообмена вы знаете?

5 Лекция № 5. Основы термодинамики

Содержание лекции: в лекции приведены первое и второе начала термодинамики, тепловые машины, а также энтропия и ее свойства.

5.1 Основные начала термодинамики

Термодинамика не рассматривает микроскопическую картину явлений. Она опирается на два основных закона (начала), являющихся обобщением

огромного количества данных. Первое начало устанавливает количественные соотношения при превращениях энергии из одних видов в другие.

Внутренняя энергия системы

Внутренняя энергия включает в себя энергию всевозможных видов движений внутри системы и энергию взаимодействия всех её частиц. Из формулы $U = \frac{m}{M}\frac{i}{2}RT$ видно, что *внутренняя энергия идеального газа* зависит только от его температуры, следовательно, *является однозначной функцией состояния системы*. Значение U в каком-либо состоянии системы не зависит от того, каким образом система пришла в это состояние. Иначе говоря, изменение внутренней энергии ΔU_{1-2} при переходе системы из состояния 1 в состояние 2 не зависит от вида процесса перехода и равно разности значений U в этих состояниях $\Delta U_{1-2} = U_2 - U_1$. Поэтому, если в результате какого-либо процесса система возвращается в исходное состояние, то изменение её внутренней энергии равно нулю: $\oint dU = 0$. Следовательно, элементарное изменение внутренней энергии является полным дифференциалом.

Работа и теплота

Закрытая термодинамическая система может обмениваться энергией с внешними телами только двумя качественно различными способами: путём совершения работы и теплообменом. Первый способ осуществляется при силовом взаимодействии между телами. Энергия, передаваемая при этом системе, называется *работой*, совершённой над системой. Рассмотрим работу, совершающуюся при расширении или сжатии газа, заключённого в сосуд с подвижным поршнем площадью S (рис.5.1). При внешнем давлении $p^{внешн}$ на поршень действует сила $F^{внешн} = p^{внешн} \cdot S$. При перемещении поршня на малое расстояние dl газ совершает элементарную работу δA против этой силы:

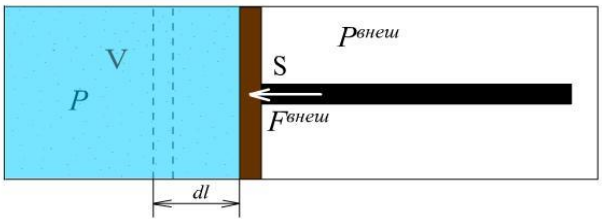


Рис.5.1 – Работа газа в сосуде с поршнем

$$\delta A = F^{внешн} \cdot dl = p^{внешн} \cdot S \cdot dl = p^{внешн} dV,$$

где $dV = S \cdot dl$ – изменение объёма газа. Если изменение объёма газа происходит квазистатически, то в любой момент времени газ находится в равновесии с внешней средой и его давление $p = p^{внешн}$. *Элементарная работа газа* в равновесном процессе изменения его объёма равна

$$\delta A = p \cdot dV. \qquad (5.1)$$

Давление p газа всегда положительно ($p > 0$). Поэтому при расширении ($dV > 0$) газ совершает положительную работу ($\delta A > 0$), а при сжатии ($dV < 0$) – отрицательную ($\delta A < 0$). Энергия, передаваемая системе внешними телами при теплообмене, называется *теплотой*, полученной системой от внешней среды. *Теплообмен* может происходить между телами (или частями одного тела), нагретыми до различной температуры. Существует три вида теплообмена: 1) конвективный; 2) теплопроводность и 3) теплообмен излучением.

Конвективный теплообмен – обмен энергией между движущимися неравномерно нагретыми частями газов, жидкостей или газами, жидкостями и твёрдыми телами. *Теплопроводность* – передача теплоты от одной части неравномерно нагретого тела другой. *Теплообмен излучением* (радиационный теплообмен) происходит без непосредственного контакта тел, обменивающихся энергией, и заключается в испускании и поглощении телами электромагнитной энергии.

В отличие от внутренней энергии системы, которая является однозначной функцией её состояния, *понятия теплоты и работы имеют смысл только в процессе изменения состояния системы.* Они являются энергетическими характеристиками этого процесса. Значения их зависят от вида процесса. Работа и теплота не являются видами энергии системы, нельзя говорить о «запасе работы» или «запасе теплоты» в теле. Поэтому δA и δQ не являются полными дифференциалами, не являются функциями состояния, а являются *функциями процесса.*

5.2 Первый закон термодинамики

Количество теплоты, сообщённое системе, расходуется на изменение её внутренней энергии и на совершение системой работы против внешних сил:

$$Q_{1-2} = \Delta U_{1-2} + A_{1-2}. \qquad (5.2)$$

Это частный случай закона сохранения и превращения энергии, записанный для термодинамической системы. Теплота и работа – две единственно возможные формы передачи энергии: теплота – микроскопическая форма, а работа – макроскопическая.

Обычно этот закон записывают для изменения состояния системы, вызванного сообщением ей малой теплоты δQ, совершением системой элементарной работы δA и приводящего к малому изменению dU внутренней энергии:

$$\delta Q = dU + \delta A. \qquad (5.3)$$

Различие в записи малых величин теплоты δQ, работы δA и изменения внутренней энергии dU имеет не формальный характер, а выражает глубокое физическое различие этих величин.

Все величины, входящие в первое начало термодинамики, могут быть положительными, отрицательными и равными нулю. Если к системе подводится теплота, то $\delta Q > 0$; а если отводится, то $\delta Q < 0$.

Если система, например рабочее тело в периодически действующем двигателе, совершает круговой процесс $1-1$, то $\Delta U_{1-1} = 0$ и, следовательно, $A_{1-1} = Q_{1-1}$. Значит, нельзя построить периодически действующий двигатель, который совершал бы работу большую, чем та энергия, которая подводится к двигателю извне. *Невозможность создания вечного двигателя первого рода* также является формулировкой первого закона термодинамики.

5.3 Графическое изображение термодинамических процессов и работы

Равновесные термодинамические процессы удобно изучать и сравнивать друг с другом, используя их графическое изображение. Для этого строят $p-V$, $p-T$ и $V-T$ диаграммы. На $p-V$ диаграмме (рис. 5.2) точки $1(p_1,V_1)$ и $2(p_2,V_2)$ характеризуют начальное и конечное состояния системы. Термодинамический процесс изображается кривой $1-2$. Элементарная работа $\delta A = p \cdot dV$ определяется площадью узкой закрашенной полоски на рисунке. Работа, совершаемая системой в процессе $1-2$, равная $A_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV$,

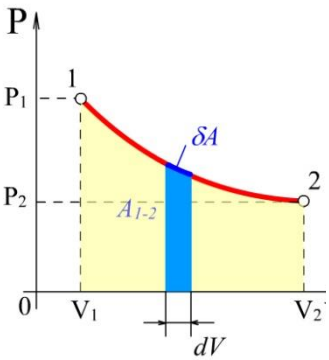


Рис. 5.2 – Работа газа при изотермическом процессе

измеряется площадью под кривой $1-2$. Из рисунка видно, что *величина работы* A_{1-2} *зависит от того, каким образом система переходит из начального состояния в конечное, т. е. от вида процесса* $1-2$.

5.3 Теплоёмкость вещества

Одной из основных характеристик, описывающих тепловые свойства вещества, является его теплоёмкость $C*$ – физическая величина, определяемая количеством теплоты δQ, которое необходимо подвести к веществу или отнять от него для изменения его температуры на 1К:

$$C* = \frac{\delta Q}{dT} \quad . \tag{5.4}$$

Теплоёмкость вещества зависит от его массы, химического состава, термодинамического состояния, а также от вида процесса передачи ему теплоты δQ. Различают *удельную* (c) и *молярную* (C) теплоемкости. Это теплоемкости единицы массы вещества и 1 моля вещества:

$$c = \frac{C*}{m} = \frac{1}{m}\frac{\delta Q}{dT} \quad \text{и} \quad C = \frac{C*}{\nu} = \frac{M}{m}\frac{\delta Q}{dT} = M\,c\,, \tag{5.5}$$

где $\nu = \frac{m}{M}$ – количество вещества; M – молярная масса вещества.

$$\delta Q = m\,c\,dT = \frac{m}{M} C dT. \tag{5.6}$$

Единицы удельной и молярной теплоёмкостей – $\frac{Дж}{кг \cdot К}$ и $\frac{Дж}{моль \cdot К}$.

Различают теплоёмкость C_V при *постоянном объёме* и теплоёмкость C_p при *постоянном давлении*.

5.5 Применение первого начала термодинамики к изопроцессам в идеальном газе

Для равновесных процессов изменения состояния газа первое начало термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$ можно записать в виде

$$\frac{m}{M} C\, dT = dU + pdV\,. \qquad (5.7)$$

Применим это уравнение к изопроцессам в идеальном газе. Законы изопроцессов получим из уравнения Менделеева – Клапейрона $pV = \frac{m}{M} RT$.

5.5.1 Изохорный процесс ($V = const$)

Изохорный процесс практически осуществляется при изменении температуры газа, находящегося в толстостенном сосуде постоянного объёма. Для такого процесса уравнение состояния идеального газа удобно записать в виде $\frac{p}{T} = \frac{m}{M}\frac{R}{V}$. Все величины, стоящие справа, постоянные. Следовательно, *давление данной массы газа при постоянном объёме возрастает линейно с ростом температуры:*

$$\frac{p}{T} = const\,. \qquad (5.8)$$

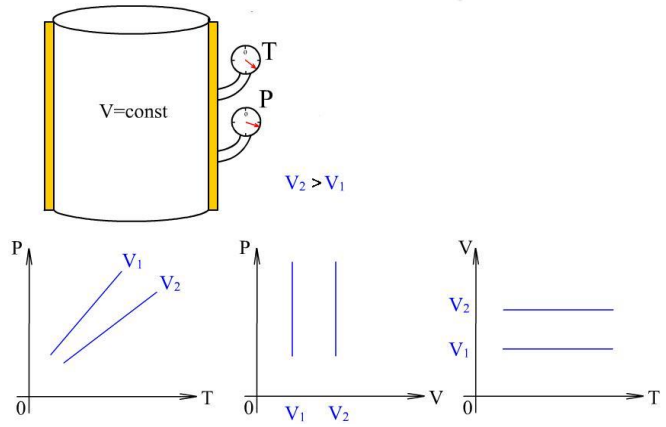


Рис. 5.3 –Диаграммы изохорного процесса при различных значениях объёма V газа

На рис. 5.3 изображены $p-T$, $p-V$ и $V-T$ диаграммы изохорного процесса при различных значениях объёма V газа.

Т.к. в данном процессе объём газа не изменяется ($dV = 0$), то газ работы не совершает ($\delta A = pdV = 0$) и вся сообщаемая теплота идет на изменение его внутренней энергии. Первое начало термодинамики имеет вид:

$$dU = \delta Q = \frac{m}{M} C_V dT, \qquad (5.9)$$

где C_V – *молярная теплоёмкость газа при постоянном объёме.*

При изохорном нагревании газа от температуры T_1 до температуры T_2 изменение внутренней энергии газа и сообщённая ему теплота равны

$$\Delta U_{1-2} = U_2 - U_1 = \frac{m}{M} C_V (T_2 - T_1), \qquad Q_{1-2} = \frac{m}{M} C_V (T_2 - T_1)\,. \qquad (5.10)$$

Для *любого равновесного процесса первый закон термодинамики* можно записать в виде

$$\frac{m}{M} C\, dT = \frac{m}{M} C_V dT + pdV\,. \qquad (5.11)$$

Для 1 моля газа

$$C\,dT = C_V\,dT + p\,dV\,. \qquad (5.12)$$

5.5.2. Изобарный процесс ($p = const$)

Изобарный процесс практически осуществляется, например, при нагревании или охлаждении газа, находящегося в цилиндре с подвижным поршнем, на который действует постоянное внутреннее давление. Для такого процесса уравнение состояния идеального газа удобно записать в виде $\frac{V}{T} = \frac{m}{M}\frac{R}{p}$. Все величины, стоящие справа, постоянные. Следовательно, *объём данной массы газа при постоянном давлении возрастает линейно с ростом температуры:*

$$\frac{V}{T} = const\,. \qquad (5.13)$$

На рис. 5.4 изображены $p-T$, $p-V$ и $V-T$ диаграммы изобарного процесса при различных значениях давления p газа.

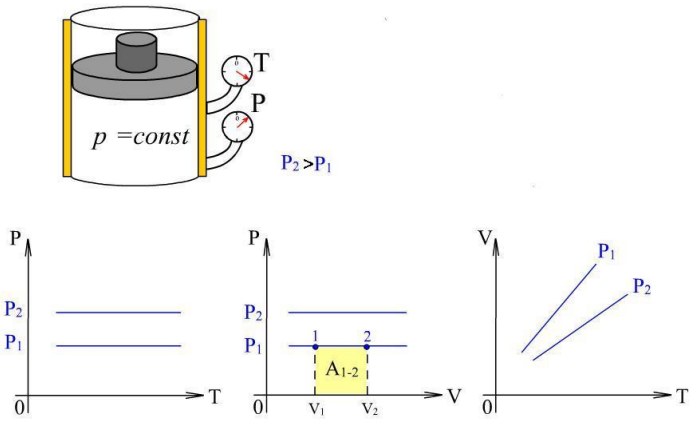


Рис. 5.4 – Диаграммы изобарного процесса при различных значениях давления p газа.

Элементарная теплота δQ, сообщаемая газу в изобарном процессе, равна

$$\delta\,Q = \frac{m}{M}C_p\,dT\,, \qquad (5.14)$$

где C_p – *молярная теплоемкость газа при постоянном давлении*, которую также называют изобарной теплоемкостью.

Продифференцируем уравнение состояния газа $pV = \frac{m}{M}RT$ при

$p = const$: $p\,dV = \frac{m}{M}R\,dT$. Следовательно,

$$\delta\,A = p\,dV = \frac{m}{M}R\,dT\,. \qquad (5.15)$$

Подставим выражения (5.9), (5.14) и (5.15) в первое начало термодинамики (5.3):

$$\frac{m}{M}C_p\,dT = \frac{m}{M}C_V\,dT + \frac{m}{M}R\,dT\,. \qquad (5.16)$$

Отсюда следует, что

$$C_P - C_V = R\,. \qquad (5.17)$$

Это *уравнение Майера*. Его физический смысл заключается в том, что при изобарном нагревании газа к нему должна быть подведена большая теплота, чем при таком же изохорном нагревании. Разность значений теплоты должна быть равна работе, совершённой газом при изобарном расширении.

Работа, совершаемая газом при изобарном процессе расширения 1-2

$$A_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} p\,dV = p(V_2 - V_1) = \frac{m}{M} R(T_2 - T_1)\,, \qquad (5.18)$$

измеряется площадью, закрашенной на $p - V$ диаграмме.

5.5.3 Изотермический процесс ($T = const$)

Изотермический процесс расширения или сжатия газа может происходить в условиях, когда теплообмен между газом и внешней средой осуществляется при постоянной разности температур.

В уравнении состояния идеального газа $pV = \frac{m}{M} RT$ при изотермическом процессе все величины, стоящие справа, постоянные. Следовательно,

$$pV = const\,. \qquad (5.19)$$

На рис. 5.5 изображены $p - T$, $p - V$ и $V - T$ диаграммы этого процесса при различных значениях температуры T газа.

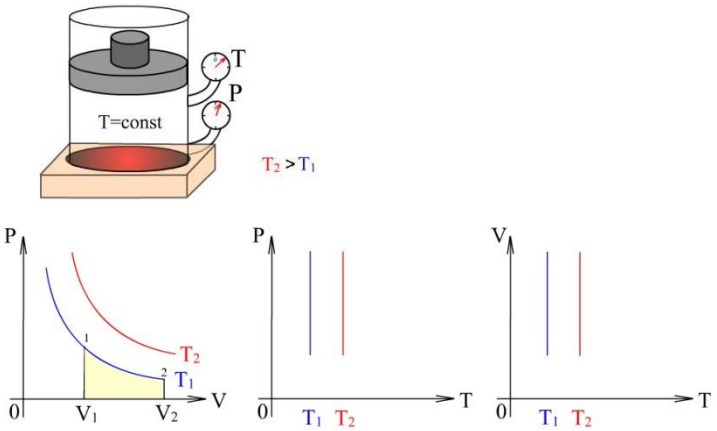


Рис. 5.5 – Диаграммы изохорного процесса при различных значениях температуры T.

Внутренняя энергия идеального газа в этом процессе ($dT = 0$) не изменяется: ($dU = \frac{m}{M} C_V\, dT = 0$), поэтому вся теплота, сообщаемая газу, расходуется на совершение им работы против внешних сил:

$$Q_{1-2} = A_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} p\,dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \qquad (5.20)$$

и изображается площадью, закрашенной на $p - V$ диаграмме.

Поскольку в данном процессе $pV = const$, то $p_1 V_1 = p_2 V_2$ и $\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}$ и

$$Q_{1-2} = A_{1-2} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2}\,. \qquad (5.20,\ a)$$

5.5.4 Адиабатный процесс ($\delta Q = 0$)

Практически адиабатными можно считать процессы быстрого расширения или сжатия газа, при которых *система не обменивается теплотой с окружающей средой.* Из первого начала термодинамики (4.6) для адиабатного процесса (

$\delta Q = 0$) получаем, что система совершает работу за счёт убыли её внутренней энергии:

$$\delta A = -dU . \qquad (5.21)$$

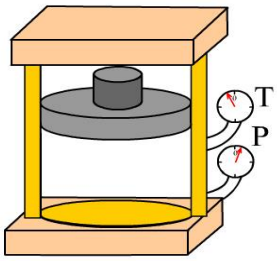
Подставим сюда выражения (5.1) и (5.9) получим, *что работа, связанная с изменением объёма газа, сопровождается изменением его температуры:*

$$p\,dV = -\frac{m}{M} C_V\, dT \qquad (5.22)$$

Знак «минус» в уравнении означает, что увеличение объёма (расширение) сопровождается понижением температуры, а уменьшение объёма (сжатие) – повышением. *Уравнение адиабаты* или *уравнение Пуассона* имеет вид

$$pV^{\gamma} = const , \qquad (5.23)$$

где $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$ – безразмерная величина, называемая *показателем адиабаты или коэффициентом Пуассона.* Уравнение адиабаты можно записать и через другие параметры состояния:



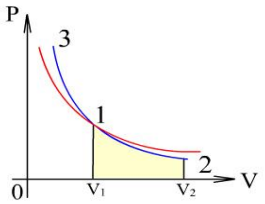


Рис. 5.6 – Работа при адиабатном процессе

$$T V^{\gamma-1} = const \quad \text{и} \quad T\, p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = const . \qquad (5.24)$$

Для сравнения на $p-V$ диаграмме (рис. 5.6) линиями изображены адиабата и изотерма. Так как $\gamma = \frac{C_P}{C_V} > 1$, то адиабата идёт круче изотермы. Объясняется это тем, что при адиабатном сжатии (процесс $1-3$) увеличение давления происходит не только за счёт уменьшения объёма, как при изотермическом сжатии, но и за счёт увеличения температуры сжимаемого газа. При адиабатном расширении газа (процесс $1-2$) его температура уменьшается, и давление падает быстрее, чем при соответствующем изотермическом расширении.

Работа, совершаемая газом в адиабатном процессе $1-2$:

$$A_{1-2} = \frac{m}{M} C_V (T_1 - T_2) , \qquad (5.25)$$

измеряется площадью, закрашенной на рис. 4.6. Из уравнения для внутренней энергии идеального газа $U_M = \frac{i}{2} RT$ легко найти молярные теплоёмкости C_P и C_V. Поскольку $dU_M = C_V dT$, и $C_P - C_V = R$, то

$$C_V = \frac{dU_M}{dT} = \frac{i}{2} R \quad \text{и} \quad C_P = C_V + R = \frac{(i+2)R}{2}. \qquad (5.26)$$

Соответственно, показатель адиабаты

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i} \qquad (5.27)$$

В табл. 5.1 приведены значения C_V, C_P и γ для идеальных газов с различными степенями свободы.

Таблица 5.1

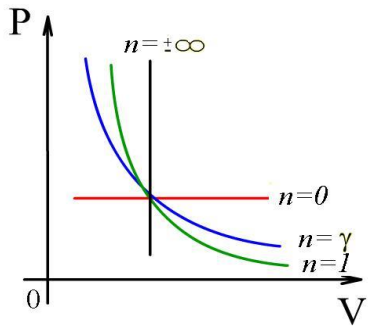
i	$C_V, \frac{Дж}{моль \cdot К}$	$C_P, \frac{Дж}{моль \cdot К}$	γ
3 (одноатомный газ)	12,5	20,8	1,67
5 (двухатомный газ)	20,8	29,1	1,40
6 (многоатомный газ)	24,9	33,2	1,33

5.5.5 – Политропный процесс ($C = const$)

Политропный процесс – термодинамический процесс, протекающий без изменения теплоёмкости C. *Уравнение политропы* имеет вид:

$$pV^n = const, \tag{5.28}$$

где $n = \frac{C - C_P}{C - C_V}$ – показатель политропы (C – теплоёмкость газа в данном процессе). Все рассмотренные выше изопараметрические процессы являются частными случаями политропного процесса. Действительно, при $n = 0$ уравнение политропы описывает изобарный процесс ($p = const$). При $n = 1$ – изотермический процесс ($pV = const$). При $n = \gamma$ это адиабатный процесс ($pV^\gamma = const$). При $n = \pm\infty$ уравнение политропы описывает изохорный процесс.



n	*Процесс*
0	Изобарный (p=$const$)
1	Изотермический (pV=$const$)
γ	Адиабатный (pV^γ=$const$)
±∞	Изохорный (V_1=V_2)

В этом можно убедиться, если уравнение $p_1V_1^n = p_2V_2^n$, преобразовать к виду $(p_1)^{\frac{1}{n}}V_1 = (p_2)^{\frac{1}{n}}V_2$. При $n = \pm\infty$ получаем $V_1 = V_2$. Все эти процессы изображены на приведённой $p - V$ диаграмме (рис. 5.7).

Рис. 5.7 – *Политропный процесс*

5.6 Тепловые машины

Термодинамический процесс называется *обратимым,* если он может протекать как в прямом, так и в обратном направлении, причём после проведении

его в обратном направлении ни в самой системе, ни в окружающей её среде не должно остаться никаких изменений.

Любой равновесный процесс является обратимым, поскольку все его промежуточные состояния являются равновесными и совершенно неважно, идёт процесс в прямом или в обратном направлении. Медленные процессы (*медленное расширение и сжатие газа*) является равновесными (квазистатическими) и поэтому *обратимы*. Реальные процессы, сопровождающиеся диссипацией энергии (из-за трения, теплопроводности и т.д.), необратимы.

5.7 Идеальная тепловая машина Карно

Обратимый круговой процесс, называемый *циклом Карно*, состоит из двух равновесных изотермических и двух равновесных адиабатных расширений и сжатий. Идеальная тепловая машина Карно состоит из цилиндра, заполненного рабочим телом (газом), и двух резервуаров тепла – нагревателя с температурой T_1 и холодильника с температурой T_2 и теплоизолирующей подставки.

Рассмотрим цикл Карно.

1) Цилиндр с газом, имеющим параметры состояния T_1, V_1 и p_1 (точка 1 на $p-V$ диаграмме рис. 5.8), ставят на нагреватель и дают возможность газу медленно, а, значит, обратимо, *изотермически расшириться* до объёма V_2 за счёт тепла Q_1, полученного от нагревателя.

2) Горячий газ сразу не соединяют с холодильником. Сначала цилиндр ставят на теплоизолирующую подставку и дают возможность газу *адиабатно расшириться.* За счёт своей внутренней энергии газ перемещает поршень и совершает положительную работу A_{23}, Его температура понижается до температуры холодильника T_2. Кривая $2-3$ представляет процесс адиабатного расширения газа.

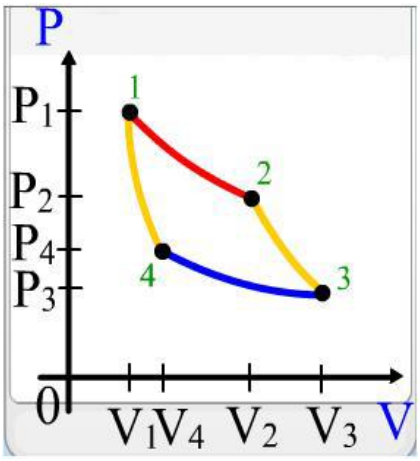


Рис. 5.8 – Цикл Карно

3) Процесс сжатия газа тоже проводится в два этапа. Цилиндр с рабочим телом, имеющим температуру холодильника, ставят на холодильник и *сжимают изотермически*. При достижении газом состояния, изображаемого точкой $4(p_4,V_4)$, лежащей на одной адиабате с точкой $1(p_1,V_1)$, цилиндр снимают с холодильника. Теплота Q_2, в которую превратилась работа сжатия газа, передалась холодильнику. Кривая $3-4$ представляет процесс изотермического сжатия газа.

4) Цилиндр с рабочим телом переносят на теплоизолирующую подставку и проводят дальнейшее сжатие газа *адиабатно*. Температура газа повышается. Процесс прекращают, когда тело вернётся в исходное состояние 1. Кривая $4-1$ представляет процесс адиабатного сжатия газа. Газ, имеющий температуру нагревателя, соединяют с нагревателем, и цикл повторяется.

Суммарная работа газа, совершенная за цикл,

$$A = A_{12} + A_{23} - A_{34} - A_{41} = Q_1 - Q_2 , \qquad (5.29)$$

определяется площадью фигуры $1-2-3-4-1$.

5.8 Теорема Карно

Экономичность цикла теплового двигателя характеризует *термический коэффициент полезного действия* (η) – величину, равную отношению работы A, совершенной в обратимом цикле, к количеству теплоты Q, сообщенному в этом процессе рабочему телу нагревателем. Следовательно, КПД двигателя, работающего по циклу Карно,

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} . \qquad (5.30)$$

После некоторых преобразований формулу для КПД двигателя Карно можно привести к виду:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} . \qquad (5.31)$$

Обобщая эти две формулы, имеем:

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} . \qquad (5.32)$$

Следовательно, $\eta = 1$ при $T_2 = 0$. Так как абсолютный нуль не достижим, то $\eta < 1$ (всегда). Тепловая машина Карно – идеальная машина. Все процессы в ней проводились медленно, а значит, обратимо. Не приводились в контакт тела, имеющие разные температуры, поэтому не было необратимых потерь энергии на теплопроводность. Реальные машины, работе которых сопутствуют необратимые потери энергии, имеют еще меньший η. Следовательно,

$$\eta_{обр.проц.} > \eta_{необр.проц.} \qquad (5.33)$$

На основании вышеизложенного формулируется *теорема Карно*, которая содержит три положения:

1) η цикла Карно зависит только от температуры нагревателя и холодильника;

2) η не зависит от рабочего тела (для идеального газа легче считать η, т. к. для него известно уравнение состояния);

3) машины, работающие по обратимому циклу, экономичнее машин, работающих по необратимому циклу: $\eta_{обр.проц.} > \eta_{необр.проц.}$

Теорема Карно: КПД всех обратимых тепловых машин зависит только от T_1 и T_2. Это – максимальное значение КПД, для реальных машин он всегда ниже.

5.9 Энтропия и ее свойства

Если U = const, это не означает, что возможны любые процессы. Различные состояния с одинаковой энергией имеют разную вероятность. Изолированная т/д система всегда переходит их менее вероятного состояния в более вероятное. Примеры: выравнивание T или концентраций – необратимые процессы.

Для характеристики вероятности состояний вводится энтропия. Она определяется через макро- и микросостояния. *Макросостоянием* называется состояние системы, заданное с помощью макропараметров p,V,T и т.д. *Микросостояние* системы характеризуется состоянием всех частиц системы, оно постоянно изменяется даже при равновесии системы в целом в результате столкновений частиц. Каждое макросостояние осуществляется различными способами, каждому из которых соответствует некоторое микросостояние. Число различных микросостояний, соответствующих данному макросостоянию, называется *статистическим весом* **Ω**. Все микросостояния равновероятны, поэтому вероятность макросостояния пропорциональна статистическому весу. Энтропия определяется как

$$S = k \cdot \ln \Omega, \qquad (5.34)$$

где k – постоянная Больцмана.

В основе термодинамических применений энтропии лежит соотношение

$$dS = \delta Q / T. \qquad (51.35)$$

Свойства энтропии:

1) Энтропия изолированной термодинамической системы при необратимом процессе возрастает.

2) В равновесном состоянии S изолированной системы максимальна.

Формула (5.8) справедлива для обратимого процесса, а для необратимого процесса имеем

$$dS \succ \delta Q / T. \qquad (5.11)$$

Объединив их, получим

$$dS \geq \delta Q / T. \qquad (5.36)$$

Состояние, осуществляемое небольшим числом способов, называется *упорядоченным.* Тогда энтропия является *степенью молекулярного беспорядка*. *III начало термодинамики*: энтропия любого тела стремится к нулю при $T \to 0.$:

$$\lim_{T \to 0} S = 0. \qquad (5.37)$$

5.10 II начало термодинамики

Закон возрастания энтропии изолированной системы $\Delta S \geq 0$, по существу, выражает *II начало термодинамики.*

По Клаузиусу: невозможны процессы, единственным результатом которых является переход тепла от менее нагретого к более нагретому. Рассматриваются только *самопроизвольные процессы*.

По Томсону: невозможны процессы, единственным результатом которых является отнятие некоторого количества теплота от какого-либо тела и полное превращения его в работу.

Невозможен *вечный двигатель II рода*, т.е. периодически действующий двигатель, получающий теплоту от некоторого резервуара и превращающий его полностью в работу.

Контрольные вопросы:

1. Чем отличаются обратимые и необратимые процессы? Почему все реальные процессы необратимы?
2. Представьте графически цикл Карно на $T - S$ диаграмме.
3. Как изменяется энтропия замкнутой системы, незамкнутой системы?

6 Лекция № 6. Электростатическое поле в вакууме

Содержание лекции: излагаются свойства электрического заряда и статического электрического поля, а также методы его расчета.

6.1 Электрический заряд. Характеристики электростатического поля

Электромагнитное взаимодействие зависит от электрических зарядов. *Основные свойства зарядов:*

а) электрические заряды бывают положительные и отрицательные;

б) алгебраическая сумма зарядов замкнутой системы остается неизменной;

в) электрический заряд – релятивистская инвариантная величина.

По современным представлениям *(теория близкодействия)*:

а) электростатическое поле создается вокруг всякого электрического заряда;

б) взаимодействие между зарядами осуществляется через электрическое поле с конечной скоростью.

Основной задачей электростатики является определение характеристик электростатического поля по известному распределению зарядов.

Закон Кулона: сила F взаимодействия между двумя неподвижными точечными зарядами пропорциональна произведению величин зарядов q_1 и q_2 и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2} \text{ или } \vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2}\frac{\vec{r}_{12}}{r}, \qquad (6.1)$$

где $\vec{F}_{12}$ – сила, действующая на заряд q_2 со стороны заряда q_1;
$\vec{r}_{12}$ – радиус-вектор, соединяющий заряд q_1 с зарядом q_2. $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.
Силовой характеристикой электростатического поля служит *вектор напряженности электрического поля* в данной точке

$$\vec{E} = \vec{F} / q_0, \qquad (6.2)$$

где $\vec{F}$ – сила, действующая на пробный заряд q_0 в этой точке поля.

Напряженность поля точечного заряда в вакууме

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \text{ или } E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}. \qquad (6.3)$$

Единица напряженности электрического поля – В/м или Н/Кл.

Принцип суперпозиции электрических полей: напряженность поля системы зарядов равна векторной сумме напряженностей полей, создаваемых каждым из зарядов системы в отдельности:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i . \qquad (6.4)$$

Электрическое поле называется *однородным*, если вектор напряженности в любой точке поля постоянен по модулю и направлению $\vec{E} = const$.

6.2 Основная теорема электростатики

Потоком вектора напряженности $\vec{E}$ однородного поля через плоскую поверхность S называется величина

$$N = ES\cos\alpha = E_n S = \vec{E}\vec{S}, \qquad (6.5)$$

где α – угол между вектором $\vec{E}$ и нормалью $\vec{n}$ к поверхности S.

Для неоднородного поля и произвольной поверхности поток вектора напряженности через эту поверхность

$$N = \int_S E_n dS = \int_S \vec{E} d\vec{S} . \qquad (6.6)$$

Теорема Гаусса для электростатического поля в вакууме: поток вектора напряженности электростатического поля в вакууме через произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности зарядов, деленной на ε_0:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{k} q_i . \qquad (6.7)$$

Пример – поле равномерно заряженной бесконечной плоскости

$$E = \sigma / 2\varepsilon_0 . \qquad (6.8)$$

Тогда поле в центре плоского конденсатора $E = \sigma/\varepsilon_0$ или $E = \sigma/\varepsilon_0\varepsilon$ (при наличии диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ε).

6.3 *Работа* сил поля по перемещению заряда. Потенциал. Циркуляция и ротор электростатического поля

Если в электростатическом поле точечного заряда q из точки 1 в точку 2 вдоль силовой линии перемещается другой точечный заряд q_0, то сила, приложенная к заряду, совершает работу. Работа силы $\vec{F}$ на элементарном перемещении $d\vec{r}$ равна

$$dA = \vec{F}d\vec{r} = Fdr = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r^2}dr.$$

Работа при перемещении заряда q_0 из точки 1 в точку 2

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} dA = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r^2}\frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{qq_0}{r_1} - \frac{qq_0}{r_2}\right),$$

не зависит от траектории перемещения, а определяется только положениями начальной 1 и конечной 2 точек. Этот вывод справедлив для любого электростатического поля, т.е. электростатическое поле является *потенциальным*.

Работа сил поля равна убыли потенциальной энергии

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2}.$$

Следовательно, заряд q_0 в поле заряда q обладает потенциальной энергией

$$W_p = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r}.$$

Величина $\varphi = W_P / q_0$ называется *потенциалом* поля в данной точке и используется, наряду с напряженностью $\vec{E}$, для описания электрических полей.

Работа, совершаемая силами электростатического поля при перемещении заряда q_0 из точки 1 в точку 2, может быть представлена как

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2). \qquad (6.9)$$

Потенциал точечного заряда равен:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r}. \qquad (6.10)$$

Единица потенциала – вольт (В): 1В есть потенциал такой точки поля, в которой заряд в 1 Кл обладает потенциальной энергией 1 Дж.

Потенциал поля системы зарядов равен алгебраической сумме потенциалов полей, создаваемых каждым из зарядов в отдельности:

$$\varphi = \sum_{i=1}^{n}\varphi_i = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n}\frac{q_i}{r_i}.$$

Работа, совершаемая при перемещении электрического заряда в электростатическом поле по любому замкнутому контуру L, равна нулю: $\oint_L dA = 0.$

Циркуляция вектора напряженности электростатического поля вдоль любого контура равна нулю. Следовательно, согласно теореме Стокса, *ротор вектора напряженности* также равен нулю: rot **E** = 0.

Связь между напряженностью электростатического поля и потенциалом выражается формулой

$$\vec{E} = -grad\varphi \text{ или } \vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}\right). \qquad (6.11)$$

Поверхности, во всех точках которых потенциал имеет одно и то же значение, называются эквипотенциальными поверхностями. Линии напряженности всегда нормальны эквипотенциальным поверхностям.

Разность потенциалов между двумя бесконечными параллельными заряженными плоскостями (плоский конденсатор):

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^d E dx = \int_0^d \frac{\sigma}{\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} d\ ,$$

где d – расстояние между плоскостями.

Контрольные вопросы:

1. Запишите закон Кулона.
2. Дайте определение напряженности электрического поля.
3. Сформулируйте теорему Гаусса для электрического поля.
4. По какой формуле можно рассчитать работу при перемещении заряда в электростатическом поле?
5. Как графически изобразить наличие электрического поля, создаваемого заряженными телами?
6. Связь силовой и энергетической характеристик электрического поля?
7. Дайте определение эквипотенциальных поверхностей.

7 Лекция № 7. Электростатическое поле в веществе. Постоянный электрический ток

Содержание лекции: сущность явления поляризации и ослабления электрического поля в веществе.

7.1 Поляризация диэлектриков. Поляризованность

Диэлектриками являются вещества, практически не проводящие электрического тока, так как в них нет свободных зарядов.

При внесении диэлектрика в электрическое поле изменяются свойства поля и диэлектрика. Диэлектрики делятся на следующие типы:

а) *неполярные диэлектрики*, молекулы которых в отсутствие внешнего поля не обладают электрическим моментом $\vec{p}$. Молекулы приобретают такой момент во внешнем электрическом поле. К неполярным диэлектрикам относятся H_2, O_2 и др.;

б) *полярные диэлектрики*, молекулы которых имеют электрический момент $\vec{p}$ при отсутствии внешнего электрического поля (жесткий диполь). Во внешнем электрическом поле диполи повернутся вдоль поля и диэлектрик приобретает ненулевой результирующий момент (H_2O, NH_3, CO и др.).

Поляризация диэлектрика – процесс, в результате которого диэлектрик приобретает электрический момент под воздействием внешнего поля.

Для количественной характеристики поляризации диэлектрика используется векторная величина – *поляризованность*, определяемая как электрический момент единицы объема диэлектрика

$$\vec{P} = \frac{1}{V}\sum_i \vec{p}_i \,. \qquad (7.1)$$

Поляризованность связана с поверхностной плотностью σ' связанных зарядов:

$$P_n = \sigma' . \qquad (7.2)$$

Появление связанных зарядов приводит к возникновению дополнительного электрического поля $\vec{E}'$, которое направлено против внешнего поля $\vec{E}_0$ и ослабляет его. Результирующее поле равно

$$E = E_0 - E' = E_0 - \sigma'/\varepsilon_0 = E_0 - P/\varepsilon_0 .$$

Для большого класса диэлектриков поляризованность $\vec{P}$ линейно зависит от напряженности поля $\vec{E}$ внутри диэлектрика, и если диэлектрик изотропный, то $\vec{P} = \alpha\varepsilon_0\vec{E}$, где α – диэлектрическая восприимчивость вещества. Тогда $E = E_0 - \alpha E$, откуда

$$E = \frac{E_0}{1+\alpha} = \frac{E_0}{\varepsilon} , \qquad (7.3)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость среды. Она показывает, во сколько раз поле в вакууме больше поля в диэлектрической среде.

7.2 Электрическое смещение

На границе двух диэлектриков линии напряженности прерываются, т.к. вектор $\vec{E}$ претерпевает скачок. Поэтому для описания электрического поля в неоднородных диэлектриках гораздо удобнее пользоваться вектором электрического смещения (индукции) $\vec{D}$ вместо напряженности поля $\vec{E}$:

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} . \qquad (7.4)$$

Для изотропного диэлектрика векторы $\vec{E}$ и $\vec{P}$ параллельны, поэтому параллельны $\vec{E}$ и $\vec{D}$:

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \alpha\varepsilon_0\vec{E} = (1+\alpha)\varepsilon_0\vec{E} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} . \qquad (7.5)$$

В анизотропных диэлектриках направления $\vec{E}$ и $\vec{P}$, вообще говоря, не совпадают, и поэтому направления $\vec{E}$ и $\vec{D}$ также различны.

Теорема Гаусса для вектора электрического смещения: поток вектора смещения D электрического поля в диэлектрике через замкнутую поверхность

равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности свободных электрических зарядов:

$$N_D = \oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^{k} q_i \ . \qquad (7.6)$$

На границе раздела двух изотропных диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 выполняются следующие условия:

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}, \quad \frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{tg\alpha_2}{tg\alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}, \quad \frac{D_{\tau 2}}{D_{\tau 1}} = \frac{tg\alpha_2}{tg\alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}, \quad D_{n1} = D_{n2}, \qquad (7.7)$$

где α_1 и α_2 – углы между нормалью к границе раздела и вектором $\vec{E}$ (или $\vec{D}$) в первой и второй средах.

7.3 Проводники в электрическом поле

Для равновесия зарядов на проводнике необходимо выполнение следующих условий:

а) напряженность поля всюду внутри проводника должна быть равна нулю: $\vec{E}_{внутр} = 0$;

б) напряженность поля на поверхности проводника должна быть в каждой точке направлена по нормали к поверхности: $\vec{E}_{пов} = \vec{E}_n$.

Следовательно, в случае равновесия зарядов поверхность проводника будет эквипотенциальной, а сообщенный ему заряд распределится по поверхности проводника с некоторой плотностью σ.

Напряженность поля в вакууме вблизи поверхности проводника равна

$$E = \sigma / \varepsilon_0 . \qquad (7.8)$$

Для получения этого соотношения используем теорему Гаусса для вектора D. Внутри проводника E и D равны нулю. Поток вектора $\vec{D}$ через боковую поверхность цилиндра равен нулю, отличен от нуля только поток через внешнее основание DdS, равный σdS. Тогда D = σ и E = σ/ε_0.

При внесении незаряженного проводника в электрическое поле носители заряда приходят в движение: положительные – в направлении вектора $\vec{E}$, отрицательные – в противоположную сторону. В результате у концов проводника возникают заряды противоположного знака, называемые индуцированными зарядами. Явление перераспределения зарядов на проводнике во внешнем электростатическом поле называется *электростатической индукцией*. Процесс будет происходить до тех пор, пока не будут выполнены условия (1, 2) равновесия зарядов на проводнике.

7.4 Энергия электростатического поля

Энергия заряженного конденсатора равна $W_p = \frac{1}{2} qU = \frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}$ и сосредоточена в его электрическом поле, т.е. в пространстве между обкладками. Энергию конденсатора можно выразить через величины,

характеризующие электрическое поле в зазоре между обкладками. Для плоского конденсатора имеет место выражение

$$W_p = \frac{CU^2}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 SU^2}{2d} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2}\left(\frac{U}{d}\right)^2 Sd = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}V, \qquad (7.9)$$

где $Sd = V$ – объем, занимаемый полем.

Если поле однородно, заключенная в нем энергия распределяется в пространстве с постоянной плотностью ω:

$$\omega = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2. \qquad (7.10)$$

Зная плотность энергии электрического поля в каждой точке, можно найти энергию электрического поля, заключенную в любом объеме V:

$$W = \int_V \omega dV = \int_V \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2 dV,$$

$$\omega = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2.$$

Зная плотность энергии электрического поля в каждой точке, можно найти энергию электрического поля, заключенную в любом объеме V:

$$W = \int_V \omega dV = \int_V \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2 dV. \qquad (7.11)$$

7.5 Постоянный электрический ток

Электрический ток – упорядоченное движение электрических зарядов. Или это перенос электрических зарядов через некоторую поверхность. Среда протекания тока – твердые тела, жидкости и газы.

2 условия существования электрического тока:

1) Наличие свободных (подвижных) зарядов – носителей тока.

2) Существование внутри среды электрического поля.

Носители тока (заряда) в разных средах: электроны в металлах, электроны и дырки в полупроводниках, ионы в электролитах, ионы и электроны в газах.

Характеристики тока:

1) *Сила тока* I – заряд, переносимый через поверхность S (сечение проводника) в единицу времени:

$$I = dq/dt. \qquad (7.12)$$

2) *Плотность тока* $$j = dI/dS_\perp. \qquad (7.13)$$

$\vec{j}$ – вектор с направлением по направлению положительных зарядов.

Связь между ними:

$$I = \int_S \vec{j}\cdot d\vec{S}. \qquad (7.14)$$

Выразим плотность тока через микропараметры:

$$\vec{j} = en\vec{u} = \rho\vec{u}. \qquad (7.15)$$

3) Получим *уравнение непрерывности*. Пусть через замкнутую поверхность S протекает ток. Тогда по закону сохранения электрического заряда

$$\oint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = -\frac{dq}{dt}.$$

Или, с учетом теоремы Остроградского – Гаусса в левой части и выражения $dq = \rho \cdot dV$ в правой части, получим:

$$\int \nabla \cdot \vec{j} \cdot dV = -\frac{\partial \rho}{dt} \cdot dV, \text{ откуда } \quad \nabla \cdot \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{dt}. \qquad (7.16)$$

Для постоянного тока $div\vec{j} = 0$, т.е. нет источников или линии постоянного тока всегда замкнуты.

4) Закон Ома для участка цепи:

$$I = \frac{1}{R} U. \qquad (7.17)$$

Сопротивление проводника 1 рода цилиндрической формы:

$$R = \rho \cdot \ell / s. \qquad (7.18)$$

Электродвижущая сила в цепи постоянного тока вводится как работа сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда.

$$\varepsilon = A_{CT} / q. \qquad (7.19)$$

$$A_{CT} = \int_1^2 \vec{F}_{CT} \cdot d\vec{\ell} = q \int_1^2 \vec{E}_{CT} \cdot d\vec{\ell}.$$

Тогда

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 \vec{E}_{CT} d\vec{\ell} \qquad (7.20)$$

или

$$\varepsilon = \oint \vec{E}_{CT} d\vec{\ell}. \qquad (7.21)$$

На неоднородном участке цепи действуют кулоновские и сторонние силы:

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_{cm} = q(\vec{E} + \vec{E}_{cm}),$$

Тогда

$$A_{12} = q\int_1^2 \vec{E} d\vec{\ell} + q\int_1^2 \vec{E}_{cm} d\vec{\ell} = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\varepsilon_{12}. \qquad (7.22)$$

Напряжения на однородном участке: $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$. (7.23)

и неоднородном участке:

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 \pm \varepsilon_{12}. \qquad (7.24)$$

Для неоднородного участка закон Ома:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 \pm \varepsilon_{12}}{R}. \qquad (7.25)$$

Это – обобщенный закон Ома.

В дифференциальном виде:

$$jdS = \frac{dS}{\rho d\ell} Ed\ell \text{ или } j = \frac{1}{\rho} \cdot E = \sigma \cdot E.$$

Окончательно

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}. \qquad (7.26)$$

Контрольные вопросы:

1. От чего зависит емкость конденсатора?
2. Какие существуют типы диэлектриков? В чем заключается их отличие?
3. Какая физическая величина называется поляризованностью?
4. Дайте определение электрического смещения.

8 Лекция № 8. Магнитное поле

Содержание лекции: указаны источники и свойства статического магнитного поля в вакууме и веществе, а также методы его расчета.

8.1 Магнитное поле в вакууме и его характеристики. Закон Био – Савара – Лапласа

В 1820 г. датский физик Х. Эрстед обнаружил ориентирующее действие электрического тока на магнитную стрелку. Предполагалось, что электрический ток создает магнитное поле в окружающей среде. Для изучения свойств магнитного поля используется рамка с током. Вращающий момент сил, действующий на рамку с током, равен

$$\vec{M} = \left[\vec{p}_m \vec{B}\right], \qquad (8.1)$$

где $\vec{p}_m = IS\vec{n}$ – магнитный момент рамки с током;

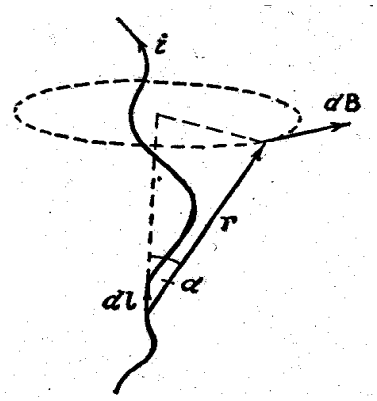
$\vec{B}$ – количественная характеристика магнитного поля, называемая *вектором магнитной индукции*. Единица измерения магнитной индукции – тесла (Тл).

Закон Био – Савара – Лапласа для проводника с током I, элемент Idl которого создает в некоторой точке поля индукцию $d\vec{B}$, записывается в виде

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I\left[d\vec{l}, \vec{r}\right]}{r^3}, \qquad (8.2)$$

где $\vec{r}$ – радиус-вектор, проведенный из элемента тока Idl в рассматриваемую точку поля; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Модуль вектора определяется выражением



$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2}$, α – угол между векторами $d\vec{l}$ и $\vec{r}$.

П*ринцип суперпозиции*: магнитная индукция результирующего поля, создаваемого несколькими токами, равна векторной сумме магнитных индукций полей, создаваемых каждым током в отдельности

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{n}\vec{B}_i . \qquad (8.3)$$

Применение закона Био – Савара – Лапласа совместно с принципом суперпозиции позволяет рассчитать магнитные поля некоторых токов:

Рисунок 8.1

а) магнитное поле прямого тока

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{r}, \qquad (8.4)$$

где r – расстояние от тока до рассматриваемой точки;

б) магнитное поле в центре кругового тока

$$B = \frac{\mu_0}{2}\frac{I}{R}, \qquad (8.5)$$

где R – радиус кругового тока.

Векторные поля, обладающие замкнутыми линиями, называются *вихревыми*. Магнитное поле – вихревое поле.

8.2 Магнитное поле в среде. Основные теоремы магнитостатики

Для описания магнитного поля в веществе используют *напряженность магнитного поля* $\vec{H}$. Связь $\vec{H}$ с вектором магнитной индукции $\vec{B}$:

$$\vec{B} = \mu_0\mu\vec{H} . \qquad (8.6)$$

В вакууме магнитная проницаемость μ=1; $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\,Гн/м$ – магнитная постоянная. Единица измерения напряженности магнитного поля – А/м.

Циркуляция вектора $\vec{H}$ по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L H_l dl = \sum_{i=1}^{n} I_i , \qquad (8.7)$$

где n – число проводников с токами, охватываемых замкнутым контуром L.

Теорема о циркуляции вектора $\vec{H}$ называется также *законом полного то*ка для магнитного поля. По теореме Стокса получим значение ротора:

$$rot\vec{H} = \vec{j} \qquad (8.8)$$

Применяя теорему о циркуляции вектора $\vec{H}$, можно рассчитать напряженность магнитного поля внутри соленоида: поле соленоида длиной l, имеющей N витков,

$$H = NI / \ell$$

Два параллельных проводника с токами I_1 и I_2, расстояние между которыми равно r, притягиваются друг к другу, если токи текут в одном направлении, и отталкиваются друг от друга, если токи имеют противоположные направления.

$$dF_{12} = dF_{21} = I_1 B_2 dl = I_2 B_1 dl = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{r} dl . \qquad (8.9)$$

Сила, действующая на электрический заряд q, движущийся в магнитном поле со скоростью $\vec{v}$, называется *силой Лоренца:*

$$\vec{F} = q\left[\vec{v}, \vec{B}\right]. \qquad (8.10)$$

Модуль силы Лоренца равен

$$F = qvB\sin\alpha , \qquad (8.11)$$

где α – угол между векторами $\vec{v}$ и $\vec{B}$.

Сила Ампера, действующая на проводник длины dl с током I в магнитном поле, записывается в дифференциальной форме в виде

$$d\vec{F}_A = I\left[d\vec{l}, \vec{B}\right]. \qquad (8.12)$$

Магнитным потоком через плоскую поверхность S, расположенную в однородном магнитном поле с индукцией $\vec{B}$, называется скалярная величина, равная

$$\Phi = BS\cos\alpha = B_n S = \vec{B}\vec{S} , \qquad (8.13)$$

где α – угол между вектором $\vec{B}$ и нормалью $\vec{n}$ к поверхности.

Единица измерения магнитного потока – вебер (Вб): 1 Вб – магнитный поток, проходящий через плоскую поверхность площадью 1 м^2, расположенную перпендикулярно однородному магнитному полю, индукция которого равна 1 Тл.

Магнитный поток через любую замкнутую поверхность равен нулю:

$$\oint_S B_n dS = 0. \qquad (8.14)$$

Это – *теорема Гаусса* в интегральной форме, которая *вместе с теоремой Гаусса в дифференциальной форме* $div\vec{B} = 0$ отражает факт отсутствия магнитных зарядов в природе, вследствие чего линии магнитной индукции не имеют ни начала, ни конца и являются замкнутыми.

Если проводник не закреплен, то под действием силы Ампера он будет перемещаться. Работа равна

$$dA = Fdx = UBldx = IBdS = Id\Phi;$$

$$A = I\Delta\Phi . \qquad (8.15)$$

Магнитные свойства вещества

Все вещества, помещенные в магнитное поле, намагничиваются. Причину этого явления объяснил А. Ампер, выдвинув гипотезу о том, что в любом теле существуют микроскопические токи, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах. Электрон, движущийся по круговой орбите, эквивалентен круговому току, поэтому он обладает орбитальным магнитным моментом $\vec{p}_m = IS\vec{n}$, модуль которого

$$p_m = IS = e\nu \cdot S, \qquad (8.16)$$

где $I = \frac{e}{T} = e\nu$ – сила тока, ν – частота вращения электрона по орбите; S – площадь орбиты.

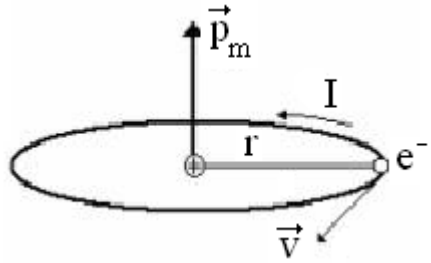


Рисунок 8.2

Наведенные таким образом магнитные поля атомов направлены противоположно внешнему полю и, складываясь, образуют магнитное поле вещества, ослабляющее внешнее магнитное поле. Этот эффект называется *диамагнитным,* а вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле против направления поля, называются *диамагнетиками* (Bi, Ag, Au, Cu, C, многие органические соединения и др.).

Диамагнетизм присутствует во всех веществах (редкоземельные элементы, Pt, Al и т.д.), однако в некоторых из них он подавляется парамагнитным эффектом. *Атомы парамагнитных веществ* при отсутствии внешнего магнитного поля обладают магнитными моментами. Однако вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы беспорядочно и взаимно компенсируются. При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле устанавливается преимущественная ориентация магнитных моментов атомов по полю. Таким образом, парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное поле, совпадающее по направлению с внешним полем и усиливающее его. Этот эффект называется *парамагнитным*.

Для количественного описания намагничения вводят векторную величину – намагниченность, определяемую магнитным моментом единицы объема вещества:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_a}{V}. \qquad (8.17)$$

Магнитное поле в веществе складывается из двух полей: внешнего поля, создаваемого намагничивающим током в вакууме $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$, и поля $\vec{B}'$, создаваемого молекулярными токами в намагниченном веществе:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'.$$

Поле, создаваемое молекулярными токами $\vec{B}'$, связано с намагниченностью $\vec{J}$ соотношением

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}. \qquad (8.18)$$

Тогда по принципу суперпозиции

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} = \mu_0 \left(\vec{H} + \vec{J}\right).$$

В несильных полях, как показывает опыт, намагниченность прямо пропорциональна напряженности поля, вызывающего намагничение, т.е.

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \qquad (8.19)$$

где χ – безразмерная величина, называемая магнитной восприимчивостью вещества.

Тогда магнитную индукцию поля в веществе можно записать в виде

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H}, \qquad (8.20)$$

где величина μ представляет собой магнитную проницаемость вещества.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе:

$$\oint_L B_l dl = \mu_0 (I + I'), \qquad (8.21)$$

где I и I' – соответственно алгебраические токи макротоков (токов проводимости) и микротоков (молекулярных токов), охватываемых произвольным замкнутым контуром L.

На границе раздела двух веществ 1 и 2 выполняются следующие условия для векторов $\vec{B}$ и $\vec{H}$:

$$B_{n1} = B_{n2}, \quad \frac{B_{\tau 1}}{B_{\tau 2}} = \frac{\mu_2}{\mu_2}, \frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}, \quad H_{\tau 1} = H_{\tau 2}. \qquad (8.22)$$

Ферромагнетики – сильномагнитные вещества, обладают спонтанной намагниченностью, т.е. они намагничены даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Основные свойства ферромагнетиков:

а) магнитная проницаемость μ достигает очень больших значений;

б) зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности внешнего магнитного поля H, т.е. связь между векторами намагниченности $\vec{J}$ и напряженности магнитного поля $\vec{H}$, не линейна;

в) магнитный гистерезис;

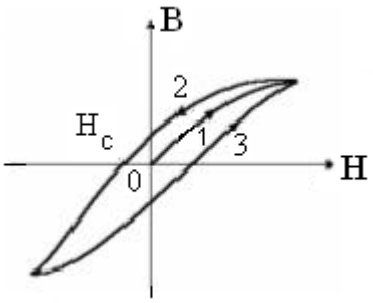


Рисунок 8.3

г) наличие характерной температуры (точка Кюри), при которой ферромагнетик теряет свои свойства.

Контрольные вопросы:

1. Как рассчитать магнитную индукцию поля постоянного тока?
2. В каких случаях магнитную индукцию удобно находить по закону полного тока?
3. Чему равна индукция магнитного поля прямого тока и в центре кругового витка с током?
4. Можно ли провести аналогию между намагниченностью парамагнетика и поляризацией диэлеткрика с полярными молекулами?
5. Какая величина служит количественной характеристикой намагниченности вещества?

9 Лекция № 9. Уравнения Максвелла

Содержание лекции: раскрывается сущность явления электромагнитной индукции и уравнений Максвелла как классической теории электромагнетизма.

9.1 Электромагнитная индукция

Электромагнитная индукция была открыта *Фарадеем* в 1831 г. Электромагнитной индукцией называется возникновение электродвижущих сил под действием магнитных полей. *Закон электромагнитной индукции*:

$$\varepsilon_u = -d\Phi / dt. . \qquad (9.1)$$

Электродвижущая сила (ЭДС) электромагнитной индукции равна взятой с обратным знаком скорости изменения магнитного потока. Знак «минус» обусловлен *правилом Ленца*: индукционный ток имеет такое направление, чтобы воспрепятствовать причине, его вызывающей. Это – следствие закона сохранения энергии.

Электрический ток, текущий в замкнутом контуре, создает вокруг себя магнитное поле, индукция которого пропорциональна току. Сцепленный с контуром магнитный поток Ф поэтому пропорционален току I в контуре:

$$\Phi = LI, \qquad (9.2)$$

где коэффициент пропорциональности L называется *индуктивностью*.

При изменении силы тока в контуре будет изменяться также и магнитный поток; следовательно, в контуре будет индуцироваться ЭДС. Возникновение ЭДС индукции в проводящем контуре при изменении в нем силы тока называется *самоиндукцией*.

Единица измерения индуктивности – *генри* (Гн): 1 Гн=1 Вб/А=1 В с/А.

Индуктивность соленоида зависит от числа витков соленоида N, его длины ℓ, площади S и магнитной проницаемости μ вещества, из которого изготовлен сердечник соленоида:

$$L = \mu_0 \mu N^2 S / \ell. \qquad (9.3)$$

Электродвижущую силу самоиндукции ε_S мы получим воспользовавшись общим законом индукции, выраженным формулой:

$$\varepsilon_S = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(LI) = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right).$$

если L = const, то

$$\varepsilon_S = \frac{-Ldl}{dt}. \qquad (9.4)$$

Рассмотрим два неподвижных контура (1 и 2), расположенных достаточно близко друг от друга. Пусть в контуре 1 течет ток I_1. Пусть Φ_{21} – часть магнитного потока, создаваемого первым током, который пронизывает второй контур. Тогда

$$\Phi_{21} = L_{21}I_1.$$

Если ток в первом контуре изменяется, то в контуре 2 индуцируется ЭДС ε_{u2}:

$$\varepsilon_{u2} = d\Phi_{21}/dt = -L_{21}dI_1/dt. \qquad (9.5)$$

Рассматривая изменение тока во втором контуре, ЭДС, индуцируемую в первом контуре, можно аналогично записать в виде

$$\varepsilon_{u1} = d\Phi_{12}/dt = -L_{12}dI_2/dt. \qquad (9.6)$$

Явление возникновения ЭДС в одном из контуров при изменении силы тока в другом называется *взаимной индукцией*. Коэффициенты пропорциональности L_{21} *и* L_{12} называются *взаимной индуктивностью контуров*. Расчеты, подтверждаемые опытом, показывают, что $L_{21} = L_{12}$.

9.2 Ток смещения

Когда проводник движется в постоянном магнитном поле, индукционный ток вызывается *магнитной силой*. Какая же *сторонняя сила* возбуждает индукционный ток в неподвижном проводнике, находящемся в переменном магнитном поле? Согласно Максвеллу, всякое изменение магнитного поля во времени возбуждает в окружающем пространстве электрическое поле. Циркуляция вектора напряженности $\vec{E}$ этого поля по любому неподвижному замкнутому контуру ℓ определяется выражением

$$\oint_{\ell} E_{\ell} d\ell = -\frac{\partial\Phi}{\partial t}. \qquad (9.7)$$

Используя теорему Стокса, можно получить закон в дифференциальной форме:

$$rot\vec{E} = -\partial B/\partial t. \qquad (9.8)$$

Уравнения электромагнитного поля применимы и к переменным электромагнитным полям, например, закон сохранения электрического заряда: $\partial\rho/\partial t + div\vec{j} = 0$. Если поле стационарно, то это уравнение переходит в $div\vec{j} = 0$.

Известная теорема о циркуляции напряженности магнитного поля $\oint \vec{H}d\vec{\ell} = \Sigma I$ в дифференциальной форме имеет вид: $rot\vec{H} = \vec{j}$, но она противоречит закону сохранения электрического заряда. Чтобы устранить это противоречие, продифференцируем по времени соотношение $div\vec{D} = \rho$ и с учетом закона сохранения электрического заряда получим

$$div(\vec{j} + \partial D / \partial t) = 0$$

Величину $\vec{j}_{см} = \partial D / \partial t$ Максвелл назвал *током смещения*, а сумму $\vec{j} + \vec{j}_{см} = \vec{j}_{полн}$ – полным током (точнее, плотностью полного тока). А условие замкнутости тока должно быть записано для полного тока $div\vec{j}_{полн} = 0$, т.е. полный ток всегда соленоидален. Поэтому указанное противоречие устранится, если в уравнении ток проводимости $\vec{j}$ заменить *полным током*, т.е. написать:

$$rot\vec{H} = \vec{j} + \partial\vec{D} / \partial t\ .$$

9.3 Система уравнений Максвелла

Максвелл получил полную систему фундаментальных уравнений электродинамики. Таких уравнений четыре.

В интегральной форме они имеют вид:

$$\oint_L \vec{H}d\vec{\ell} = \iint_S \left(\vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \right) dS\ , \qquad \text{(I)} \qquad \oint_L E_\ell d\ell = -\oiint_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t} d\vec{S}\ ; \qquad \text{(II)}$$

$$\oiint_S \vec{D}d\vec{S} = \iiint_V \rho dV\ , \qquad \text{(III)} \qquad \oiint_S \vec{B}d\vec{S} = 0\ . \qquad \text{(IV)}$$

В дифференциальной форме

$$rot\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad \text{(Ia)} \qquad rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\ , \qquad \text{(IIa)}$$

$$div\vec{D} = \rho\ , \qquad \text{(IIIa)} \qquad div\vec{B} = 0\ . \qquad \text{(IVa)}$$

Уравнения Максвелла показывают, что источниками электрического поля могут быть либо электрические заряды, либо магнитные поля, меняющиеся во времени. Магнитные же поля могут возбуждаться либо движущимися электрическими зарядами (электрическими токами), либо переменными электрическими полями. Уравнения Максвелла в интегральной форме справедливы и в тех случаях, когда существуют поверхности разрыва, на которых свойства среды или напряженности электрического и магнитного полей меняются скачкообразно. Поэтому в этой форме уравнения Максвелла обладают большей общностью, чем в дифференциальной форме, которая предполагает, что все величины в пространстве и во времени меняются непрерывно. Поэтому дифференциальные уравнения Максвелла должны быть дополнены граничными условиями:

$$D_{2n} - D_{1n} = \sigma,\ B_{1n} = B_{2n},\ E_{1t} = E_{2t},\ H_{2t} - H_{1t} = i. \qquad (9.9)$$

Здесь σ – поверхностная плотность электрических зарядов;

а $\vec{j}$ – поверхностная плотность тока проводимости на рассматриваемой границе раздела.

В случаях, когда поверхностные заряды и токи отсутствуют, граничные условия (2.13) преобразуются к виду:

$$D_{2n} = D_{1n},\ B_{1n} = B_{2n},\ E_{1t} = E_{2t},\ H_{2t} = H_{1t}. \qquad (9.10)$$

Отметим, что уравнения Максвелла не могут быть выведены. На них следует смотреть как на основные аксиомы классической электродинамики, полученные путем обобщения опытных фактов.

9.4 Относительность электрического и магнитного полей

К электромагнитному полю, движущемуся в вакууме с $v = c$, применим только принцип относительности Эйнштейна.

Из принципа относительности вытекает, что отдельное рассмотрение электрического и магнитного полей имеет относительный смысл. Так, если электрическое поле создается системой неподвижных зарядов, то эти заряды, являясь неподвижными относительно одной инерциальной системы отсчета, движутся относительно другой и, следовательно, будут порождать не только электрическое, но и магнитное поле. Аналогично, неподвижный относительно одной инерциальной системы отсчета проводник с постоянным током, возбуждая в каждой точки пространства постоянное магнитное поле, движется относительно других инерциальных систем, и создаваемое им переменное магнитное поле возбуждает вихревое электрическое поле.

Контрольные вопросы:

1. Дайте определение явления электромагнитной индукции.
2. Сформулируйте правило Ленца.
3. Какая связь между законом электромагнитной индукции и законом сохранения энергии?
4. Каков физический смысл индуктивности проводящего контура и взаимной индуктивности двух контуров?
5. Кем была создана электромагнитная теория света?
6. Написать полную систему уравнений Максвелла.

10 Лекция № 10. Колебательные процессы

Содержание лекции: представлены определения и общие характеристики различных типов колебаний в колебательном контуре.

10.1 Колебания

1. Колебания наблюдаются в системах самой разнообразной природы. *Колебания* относятся к процессам, которые точно или приблизительно *повторяются через одинаковые промежутки времени*. Независимо от природы

колебания подчиняются одним и тем же законам, поэтому для их описания используют одинаковый математический аппарат.

Различают *свободные* и *вынужденные колебания*, *автоколебания* и т.д.

Свободные (или *собственные)* – это колебания, которые: *а*) возникают из-за начального отклонения от состояния равновесия, *б*) происходят свободно. По форме колебания различают гармонические, пилообразные, П-образные и другие.

2. Периодические колебания величины $\xi(t)$ называются *гармоническими*, если они происходят по закону *синуса* или *косинуса*:

$$\xi(t) = A\cos(\omega t+\varphi_0), \qquad (10.1)$$

где $\xi(t)$ характеризует изменение какой-либо физической величины (тока и т.д.);

A – амплитуда колебаний, т. е. максимальное смещение величины. Значение колеблющейся величины $\xi(t)$ в произвольный момент времени t определяется значением фазы колебаний: $\varphi(t)=\omega t+\varphi_0$, где ω – циклическая (круговая) частота; φ_0 – начальная фаза, то есть фаза в момент времени t=0.

$\omega=2\pi\nu=2\pi/T$, где $\nu=1/T$ – *частота* колебаний, которая определяет *число колебаний в единицу времени* и измеряется в герцах (Гц). 1 Гц=1 c^{-1}.

Период колебания *T* – это *время, за которое происходит одно полное колебание*. За промежуток времени, равный периоду *T*, фаза гармонических колебаний изменяется на 2π.

Амплитуда и начальная фаза определяются начальными условиями, а частота (или период) – параметрами колебательной системы.

Найдем первую и вторую производные колеблющейся по гармоническому закону физической величины ξ(t):

$$d\xi/dt= -A\omega\sin(\omega t+\varphi_0)=A\cos\,\omega t+\varphi_0 +\pi/2; \qquad (10.2)$$

$$d^2\xi/dt^2= -A\omega^2\cos(\omega t+\varphi_0)=A\omega^2\cos(\omega t+\varphi_0+ \pi). \qquad (10.3)$$

В случае механических колебаний величина ξ имеет смысл координаты колеблющейся материальной точки, а $d\xi/dt$ *и* $d^2\xi/dt^2$ – соответственно ее скорости и ускорения.

$$d^2\xi/dt^2 + \omega^2\xi(t)=0.$$

Это дифференциальное уравнение гармонических колебаний второго порядка.

3. Рассмотрим колебания в колебательном контуре – электрической цепи, включающей конденсатор электроемкости *C*, катушку индуктивности *L*, сопротивление *R*, подключенной к внешней ЭДС $\xi = \xi_m \cos\omega$.

Из обобщенного закона Ома, учитывая $i = dq/dt$:

$$iR = -q/C - LdI/dt + \xi ,$$

получим общее дифференциальное уравнение (ДУ) для контура.

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{R}{L}\cdot\frac{dq}{dt}+\frac{q}{LC}=\xi_m\cos\omega .$$

Это линейное, неоднородное ДУ II порядка.

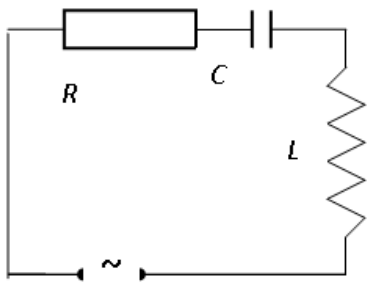


Рисунок 10.1

Свободные незатухающие уравнения возникают в контуре при *R=0* и $\xi=0$: $d^2q/dt^2+q/LC=0$ или $d^2q/dt^2+\omega_0{}^2q=0$

Решение дифференциального уравнения имеет вид: $q=q_m\cos(\omega_0t+\varphi_0)$ и описывает гармонические колебания заряда на обкладках конденсатора с частотой $\omega_0=1/\sqrt{LC}$ и периодом $T_0=2\pi\sqrt{LC}$ (формула Томсона). ω_0 – собственная частота.

4. Затухающие и вынужденные колебания.

Затухающие колебания имеют место в контуре $\xi=0$. Для них справедливо линейное однородное ДУ уравнение II порядка

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{R}{L}\cdot\frac{dq}{dt}+\frac{q}{LC}=0 \qquad (10.4)$$

или

$$\frac{d^2q}{dt^2}+2\beta\frac{dq}{dt}+\omega_0{}^2q=0,$$

где $\beta=R/2L$ – *коэффициент затухания*.

Решение данного уравнения зависит от соотношения его коэффициентов ω_0 и β. В случае слабого затухания ($\beta^2<<\omega_0^2$) решение имеет вид:

$$q(t)=q_0e^{-\beta t}\cos(\omega t+\alpha),$$

где q_0 – *амплитуда в начальный момент времени*; α – начальная фаза затухающих колебаний (определяются из начальных условий); ω – частота свободных затухающих колебаний, равная

$$\omega=\sqrt{\omega_0{}^2-\beta^2}\ .$$

Период затухающих колебаний равен

$$T=2\pi/=2\pi/\sqrt{\omega_0{}^2-\beta^2}\le T_0. \qquad (10.5)$$

Для колебательного контура

$$\omega = \sqrt{1/LC - (R/2L)^2}\ .$$

Решение дает изменение заряда на обкладках конденсатора со временем. Если ввести обозначение $q(t) = q_0 e^{-\beta t}$, *амплитуда затухающих колебаний* $A(t)$ убывает со временем по экспоненциальному закону, и $\xi(t) = A(t)\cos(\omega t + \alpha)$.

Напряжение U_c на конденсаторе изменяется по тому же закону, что и заряд на его обкладках: $U_c = q/C)$. Ток в контуре при наличии активного сопротивления R опережает по фазе U_c более чем на $\pi/2$:

$$i = \frac{dq}{dt} = q_0 e^{-\beta t}\left[-\beta\cos(\omega t + \alpha) - \omega\sin(\omega t + \alpha)\right] = \omega_0 q_0 e^{-\beta t}\cos(\omega t + \alpha + \delta),$$

где $\pi/2 < \delta < \pi$.

Натуральный логарифм отношения амплитуд двух колебаний, взятых через период T, называют *логарифмическим декрементом затухания θ:*

$$\theta = \ln A(t)/A(t+T). \qquad (10.6)$$

Его можно записать в виде

$$\theta = \ln\ q_0 e^{-\beta\cdot t}\ /\ q_0 e^{-\beta(t+T)} = \beta T.$$

Добротностью колебательной системы Q называют величину $Q = \pi/\lambda = \pi N_e$. Добротность тем выше, чем слабее затухание. При слабом затухании

$$Q = \frac{1}{R}\sqrt{L/C}\ . \qquad (10.7)$$

При $\beta^2 \geq \omega_0^2$ колебаний в контуре не возникает, происходит апериодический разряд конденсатора. *Активное сопротивление* контура, при котором наступает *апериодический процесс*, называют *критическим*:

$$R_{кр} = 2\sqrt{L/C}\ . \qquad (10.8)$$

Вынужденными называются колебания системы, происходящие под действием внешнего периодически изменяющегося воздействия.

Решение неоднородного дифференциального уравнения II-ого порядка $\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L}\cdot\frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = \xi_m\cos\omega$ представляет собой сумму общего решения однородного уравнения (без правой части) и частного решения неоднородного уравнения. Нас интересуют только *установившиеся колебания*, т.е. частное решение этого уравнения:

$$x = A\cos(\omega t - \varphi),$$

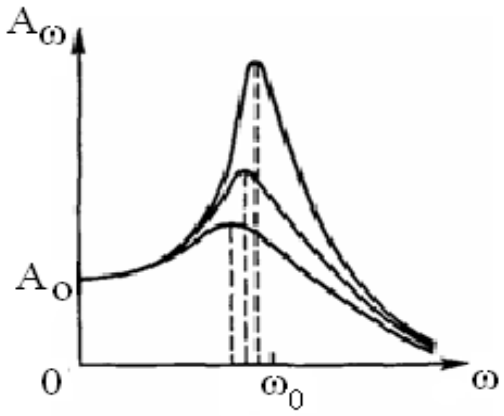


Рисунок 10.2

где A – амплитуда установившихся вынужденных колебаний; она зависит от частоты ω вынуждающей силы.

Амплитуда смещения определяется выражением:

$$A_\omega = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0{}^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}. \qquad (10.9)$$

Сдвиг фаз φ между внешней гармонической силой и вызываемыми ею *колебаниями* находится по формуле: $tg\varphi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0{}^2 - \omega^2}$. На рисунке 10.2 приведен график зависимости амплитуды вынужденных колебаний A_ω от частоты ω внешней ЭДС. При возрастании ω амплитуда также растет, достигая максимума при частоте, близкой к собственной частоте ω_0, а затем убывает, стремясь в пределе к нулю при $\omega \to \infty$.

Резкое возрастание амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты ω к собственной частоте ω_0 колебательной системы называется *резонансом*. Точное значение чистоты ω_p при которой амплитуда смещения достигает максимального значения, можно найти, приравняв производную от A_ω по ω нулю. $\frac{dA_\omega}{d\omega} = 0$. Это значение частоты $\omega_р$ называется резонансной, оно равно:

$$\omega_p = \sqrt{\omega_0{}^2 - 2\beta^2}.$$

Амплитуда смещения при резонансе равна

$$A_p = \frac{\xi_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0{}^2 - \beta^2}}$$

сдвиг фаз φ: $$tg\varphi = \frac{2\beta\sqrt{\omega_0{}^2 - 2\beta^2}}{\omega_0{}^2 - \omega_0{}^2 + 2\beta^2} = \frac{\sqrt{\omega_0{}^2 - 2\beta^2}}{\beta}.$$

Контрольные вопросы:

1. Определения гармонического колебания, амплитуды, фазы, периода, циклической частоты колебания.
2. Какие виды маятников вам известны? В чем их отличия?
3. Выведите и прокомментируйте формулы для кинетической, потенциальной и полной энергии точки при гармонических колебаниях.
4. Какие процессы происходят при свободных гармонических колебаниях в колебательном контуре? Чем определяется их период?
5. Проанализируйте дифференциальное уравнение свободных гармонических колебаний в контуре.
6. Что такое коэффициент затухания, декремент затухания, логарифмический декремент затухания?

11 Лекция № 11. Упругие волны

Содержание лекции: указаны типы упругих волн в различных средах и переносимая ими энергия.

11.1 Волновые процессы

Волновые процессы окружают нас всюду: волны океанов, волны сейсмические, волны звука, электромагнитные волны – свет, радиоволны и т.д.

Главная замечательная особенность волнового движения – оно может *переносить энергию на громадные расстояния* с очень малыми потерями.

В первом приближении все среды, кроме разреженных газов, можно считать абсолютно упругими (линейными), так как внутренние силы, возникающие в них при малых деформациях, пропорциональны величине деформации. Источник – колебательная система (мембрана телефона или ножки камертона), колеблясь, взаимодействует с частицами, находящимися в прилегающем слое среды. Частицы не переносятся волной, переносится энергия.

Различают *продольные* и *поперечные* волны в зависимости от того, вдоль или *поперек направления распространения волны* колеблются частицы. Оказывается, что в газах и жидких средах могут распространяться лишь продольные волны, а в твердых телах распространяются и продольные, и поперечные волны.

Положим, система колеблется по гармоническому закону $\xi = A\cos\omega t$. Частица, отстоящая от источника на расстоянии x, начнет совершать колебания тогда, когда до нее дойдет начало возмущения. Если скорость распространения возмущения в среде υ, то возмущение дойдет до данной точки за промежуток времени, равный υ/t. Тогда колебания частиц среды с координатой равновесного положения x будут происходить по закону:

$$\xi(x,t) = A\cos\omega(t - x/\upsilon). \qquad (11.1)$$

Это – уравнение бегущей плоской волны.

Различают *продольные* и *поперечные* волны в зависимости от того, вдоль или *поперек направления распространения волны* колеблются частицы. Оказывается, что в газах и жидких средах могут распространяться лишь продольные волны, а в твердых телах распространяются и продольные, и поперечные волны.

Волна называется *плоской*, если волновые поверхности имеют форму плоскости. В том случае, когда плоская волна распространяется вдоль оси *OX*, ее волновые поверхности – это плоскости, перпендикулярные данной оси (при условии однородной по своим свойствам среды). Соответственно, волновые поверхности *сферической волны*, распространяющейся в изотропной и однородной среде, – это множество концентрических сфер.

Уравнение сферической гармонической волны имеет вид:

$$\xi(r,t) = (a_0 / r)\cos\omega(t - \frac{r}{v}), \qquad (11.2)$$

где a_0 – коэффициент, равный амплитуде колебаний на расстоянии 1 м от точечного источника.

Определим длину волны. Расстояние λ между ближайшими точками среды (вдоль направления распространения волны), в которых частицы колеблются с разностью фаз 2π, называется *длиной*.

$$\lambda = v \cdot T = \upsilon / \nu .$$

Другой важной характеристикой волны является *волновое число k:*

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{\lambda\nu} = \omega/\upsilon , \qquad (11.3)$$

где υ – *фазовая скорость* волны, то есть скорость, с которой распространяется фиксированная *фаза* волны.

С введением волнового числа уравнение волны можно записать:

$$\xi(x,t) = A\cos(\omega t - kx). \qquad (11.4)$$

Уравнение бегущей сферической гармонической волны, распространяющейся в однородной изотропной поглощающей среде, имеет вид:

$$\xi(\vec{r},t) = \frac{a_0}{r}\exp(-\gamma r)\cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}). \qquad (11.5)$$

Аналогично тому, как существуют основные уравнения динамики, которым подчиняются разнообразные механические движения (материальной точки, твердого тела), так и для волновых движений открыты основные уравнения, описывающие волновые процессы независимо от их природы и конкретного вида.

В общем виде *волновое уравнение*, описывающее распространение волн в произвольном направлении, представляет собой линейное однородное дифференциальное уравнение в частных производных второго порядка:

$$\Delta\xi = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\xi}{dt^2} , \qquad (11.6)$$

здесь v – *фазовая скорость*; $\nabla^2 = \Delta$ – оператор Лапласа.

В декартовых координатах он имеет вид:

$$\Delta\xi = \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}.$$

11.2 Энергия упругих волн. Вектор Умова

За счет источника волнового движения и ее энергии возникают колебания частиц. Передача энергии от колеблющегося тела к частицам среды называется *излучением*. Упругая среда, в которой распространяется механическая волна, обладает дополнительной энергией, которая складывается из кинетической энергии колебательного движения частиц среды и потенциальной энергии упругой деформации этой среды. Эту энергию и называют *энергией упругой волны*.

Объемная плотность полной энергии упругой волны, складываемая из кинетической и потенциальной составляющих, равна

$$w = \frac{dW}{dV} = w_k + w_p = \frac{1}{2}\rho\left(v_1^2 + v^2\varepsilon^2\right). \qquad (11.7)$$

Используя известную формулу из закона Гука,

$$\upsilon = \sqrt{E/\rho}.$$

Усредненное за период значение объемной плотности энергии упругой плоской гармонической волны равно

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2}\rho A^2\omega^2.$$

Количество энергии, переносимое волной через некоторую поверхность площадью S в единицу времени, называется потоком энергии через эту поверхность:

$$\Phi_w = \frac{dW}{dt}. \qquad (11.8)$$

Плотность потока энергии волны – физическая величина, равная потоку энергии через единичную площадку, перпендикулярную направлению переноса энергии:

$$j_w = \frac{d\Phi_w}{dS_\perp},$$

$$j_w = \frac{dW}{dS_\perp \cdot dt} = \frac{w \cdot v \cdot dS \cdot \cos\alpha}{dS_\perp} = wv. \qquad (11.9)$$

Для того чтобы охарактеризовать направление распространения энергии волной, вводят вектор Умова:

$$\vec{j}_W = w\vec{\upsilon} \qquad (11.10)$$

Интенсивностью I волны называют *усредненное по времени значение плотности потока энергии*:

$$I = < j_W > = v < w >. \qquad (11.11)$$

Контрольные вопросы:

1. Какие свойства электромагнитных волн вам известны?
2. Какова связь между интенсивностью бегущей электромагнитной волны и вектором Умова-Пойнтинга?

12 Лекция № 12. Корпускулярно-волновой дуализм

Содержание лекции: в лекции указан корпускулярно-волновой дуализм электромагнитного излучения на основе гипотезы Планка и вещества на основе гипотезы де Бройля.

12.1 Характеристики и законы теплового излучения

Испускание электромагнитных волн за счет внутренней энергии тел – тепловое излучение. Только тепловое излучение – *равновесное*. К равновесным состояниям и процессам применимы законы термодинамики.

Энергетическая светимость тела R, испускательная способность тела r_ω связаны между собой соотношением

$$R_T = \int dR_{\omega T} = \int_0^\infty r_{\omega T} d\omega .$$

Пусть поток лучистой энергии, падающий на элемент площади – $d\Phi_\omega$, а $d\Phi^1_\omega$ – часть потока, поглощенная телом. Безразмерная величина

$$\alpha_{\omega T} = \frac{d\Phi^1_\omega}{d\Phi_\omega}$$

называется поглощательной способностью тела. Для абсолютно черного тела $\alpha_{\omega T} = 1$, если $\alpha_{\omega T} \prec 1$, то тело – серое.

Закон Кирхгофа гласит: отношение испускательной и поглощающей способностей не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты (длины волны) и температуры:

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{\alpha_{\omega T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{\alpha_{\omega T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\omega T}}{\alpha_{\omega T}}\right)_3 = ... \qquad (12.1)$$

или

$$\frac{r_{\omega T}}{\alpha_{\omega T}} = f(\omega, T) . \qquad (12.2)$$

Функция f (ω, T) может быть названа испускательной способностью абсолютно черного тела.

Закон Стефана – Больцмана связывает энергетическую светимость абсолютно черного тела с его абсолютной температурой:

$$R = \int_0^\infty f(\omega, T)\, d\omega = \sigma\, T^4,$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана.

Закон смещения Вина связывает абсолютную температуру и длину волны λ_m, на которую приходится максимум функции $\varphi(\lambda, T)$:

$$T = \lambda_m = b,$$

b – константа, численно равная $b = 2.9 \cdot 10^{-3}\, м \cdot K$.

12.2 Квантовая гипотеза и формула Планка

Формула Планка (1900 г.): h или $\hbar = \dfrac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка. Величина энергии квантов пропорциональна частоте излучения $\varepsilon = \hbar\omega$.

Средняя энергия излучения частоты ω равна

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{exp(\hbar\omega/kT) - 1},$$

Тогда формула Планка равна $f(\omega, T) = \dfrac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \dfrac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}$.

Согласно гипотезе световых квантов Эйнштейна, свет испускается, поглощается и распространяется дискретными порциями (квантами), названными фотонами. Масса фотона может быть определена из закона взаимосвязи массы и энергии:

$$m_\gamma = h\nu / c^2.$$

Фотон – элементарная частица, которая всегда движется со скоростью света с и имеет массу покоя, равную нулю.

Импульс фотона определяется по формуле

$$p_\gamma = h\nu / c.$$

Фотон, как и любая другая частица, характеризуется энергией, массой и импульсом. Выражения (12.1), (12.2) связывают корпускулярные характеристики фотона – массу, импульс и энергию с волновой характеристикой света – его частотой ν. Поскольку фотоны обладают импульсом, то свет, падающий на тело, должен оказывать на него давление:

$$p = E_e(1 + \rho)/c.$$

$E_e = Nh\nu$ есть энергия всех фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени, т.е. энергетическая освещенность поверхности, $\rho -$ коэффициент отражения света.

Формула давления, выведенная на основе квантовых представлений, совпадает с выражением, получаемым из электромагнитной теории Максвелла.

А. Комптон (1923 г.), исследуя рассеяние рентгеновских лучей различными веществами, обнаружил, что в рассеянных лучах наряду с излучением первоначальной длины волны λ содержатся также лучи большей длины волны λ'.

Оказалось, что

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = f(\vartheta),$$

где $\vartheta -$ угол, образуемый направлением рассеянного излучения с направлением первичного пучка, т.е. разность $\Delta\lambda$ от длины волны λ и от природы вещества не зависит.

Гипотеза де Бройля (1924 г.) – дуализм не является особенностью одних только оптических явлений, но имеет универсальное значение. Фотон обладает энергией $E = \hbar\omega$ и импульсом $p = 2\pi\hbar/\lambda$.

По идее де Бройля движение электрона или какой-либо другой частицы связано с волновым процессом, длина волны которого равна

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi\hbar}{mv}, \qquad (12.3)$$

а частота

$$\omega = E/\hbar. \qquad (12.4)$$

Опыт Дэвиссона – Джермера (1927 г.) и другие многочисленные эксперименты доказали справедливость формулы. Рассеяние оказалось особенно интенсивным при определенном значении угла рассеяния φ, который соответствовал отражению от атомных плоскостей, расстояние между которыми d было известно из рентгенографических исследований. Вычисленная по формуле (12.1) длина волны для максимального тока ($U_{уск} = 54\ В$) равна 1,67 А^0. Брэгговская длина волны, отвечающая условию

$$2d \cdot \sin\vartheta = n\lambda,$$

равнялась 1,65 А^0. Опыты Дэвиссона – Джермера подтвердили идеи де Бройля.

В 1927 г. Г.П. Томсон и независимо от него П.С. Тартаковский получили дифракционную картину при прохождении электронного пучка через металлическую фольгу. Дифракционные явления обнаруживаются также у атомных и молекулярных пучков.

Контрольные вопросы:

1. Что такое энергетическое светимость тела?
2. Закон Кирхгофа.
3. Что называется фотоном?
4. В чем суть комптоновской длины волны?

13 Лекция № 13. Элементы квантовой механики

Содержание лекции: в лекции рассмотрены волновые свойства микрочастиц, соотношение неопределенностей Гейзенберга и уравнение Шредингера, а также примеры их применения.

13.1 Соотношение неопределенностей Гейзенберга и уравнение Шредингера

В классической механике состояние материальной точки определяется заданием динамических переменных – координаты, импульса, энергии и т.д.

В квантовой механике рассматриваются объекты микромира с линейными размерами в интервале $10^{-9} - 10^{-15}, м$, обладающие волновыми и корпускулярными свойствами. К ним относятся элементарные частицы, атомы, молекулы ядра. Однако микрочастицы не являются ни истинными волнами, так как не делятся на части как волны, ни истинными частицами, так как не имеют траектории, как макрочастицы.

В 1927 году В. Гейзенберг получил принцип неопределенности: произведение неопределенностей значений двух сопряженных переменных не может быть по порядку величины меньше постоянной Планка $\hbar$. Своеобразие микрочастиц – при измерениях не для всех переменных получаются определенные значения:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar .$$

Любая микрочастица не может иметь одновременно точных значений координаты x и компоненты импульса p_x. Если одна из переменных имеет точное значение, другая переменная при этом оказывается совершенно неопределенной.

Энергия E и время t – также канонически сопряженные величины, поэтому

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar .$$

Э. Шредингер (1926 г.) в развитие идеи де Бройля о волновых свойствах вещества получил свое временное уравнение:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} . \qquad (13.1)$$

$\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ – комплексная функция (пси-функция) координат и времени, характеризует состояние микрочастицы. Это основное уравнение

нерелятивистской квантовой механики. Для стационарных состояний оно имеет вид:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0\,. \qquad (13.2)$$

По Борну (1926 г.) квадрат модуля Ψ – функции определяет вероятность dP того, что частица будет обнаружена в пределах объема dV:

$$dP = A|\Psi|^2 dV = A\Psi^* \cdot \Psi dV\,.$$

А – коэффициент пропорциональности, для пси-функции выполняется следующее условие нормировки:

$$\int \Psi^* \cdot \Psi dV = 1\,.$$

Пси-функция должна быть однозначной, непрерывной и конечной, кроме того, она должна иметь непрерывную и конечную производную – стандартные условия.

Рассмотрим конкретный пример решения уравнения Шредингера. Найдем собственные значения энергии и соответствующие им собственные функции для частицы, находящейся в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме. Предположим, что частица может двигаться только вдоль оси x. Пусть движение ограничено непроницаемыми для частицы стенками: x = 0 и x =l. Потенциальная энергия в этом случае равна нулю при $0 \le x \le l$ и обращается в бесконечность при x < 0 и x > *l*. Уравнение Шредингера для такой задачи упрощается:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\,\Psi = 0\,, \qquad (13.3)$$

Ψ – функция удовлетворяет условию

$$\Psi(0) = \Psi(l) = 0\,,$$

l – ширина ямы.

Можно показать, что собственные значения энергии частицы являются дискретными:

$$E_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2}n^2 \text{ (n = 1, 2, 3, . . .).}$$

Таким образом, энергия частицы в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» принимает лишь определенные дискретные значения, т. е. квантуется. Квантованные значения энергии E_n называются уровнями энергии, а число n, определяющее энергетические уровни частицы, называется главным квантовым числом. Собственные функции имеют вид:

$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}}\sin\frac{n\pi\,x}{l} \text{ (n =1, 2, 3, . . .).}$$

13.2 Атом водорода. Квантовые числа

Эта задача сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом *Ze* (для атома водорода Z = 1),

$$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}, \qquad (13.4)$$

где *r* – расстояние между электроном и ядром. *U(r)* с уменьшением r (при приближении электрона к ядру) неограниченно убывает.

Эта задача сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

С учетом стационарного уравнения Шредингера примет следующий вид:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\Psi = 0,$$

где *m* – масса электрона;

E – полная энергия электрона в атоме.

Поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным. Поэтому нужно воспользоваться сферической системой координат: r, ϑ, ψ.

Можно показать, что уравнение в сферической системе координат имеет требуемые (т.е. однозначные, конечные и непрерывные) решения:

- при любых положительных значениях E;
- при дискретных отрицательных значениях энергии, равных:

$$E_n = -\frac{me^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\frac{Z^2}{n^2} \text{ (n = 1, 2, 3, …).}$$

Самый нижний уровень E_1, отвечающий минимальной возможной энергии, – основной, все остальные ($E_n \succ E_1$, n = 2,3, …) – *возбужденные*. При отрицательных энергиях движение электрона является связанным – он находится внутри гиперболической «потенциальной ямы». По мере роста главного квантового числа n энергетические уровни располагаются теснее и при n = ∞ $E_\infty = 0$. При E $\succ 0$ движение электрона является свободным, эта область непрерывного спектра соответствует *ионизованному атому*. Энергия ионизации атома водорода равна $E_i = -E_1 = me^4 / (8h^2\varepsilon_0^2) = 13{,}55$ *эВ*.

В квантовой механике доказывается, что уравнению Шредингера удовлетворяют собственные функции $\Psi_{n,l,m}(r,\vartheta,\psi)$, определяемые тремя квантовыми числами: *главным n, орбитальным l , и магнитным* m_l.

Главное квантовое число n определяет энергетические уровни электрона в атоме и может принимать любые целочисленные значения, начиная с единицы: n = 1, 2, 3, …

Из решения уравнения Шредингера вытекает, что *момент импульса* (механический орбитальный момент) электрона квантуется:

$$L_l = \hbar\sqrt{l(l+1)},$$

где l – орбитальное квантовое число, которое при заданном n принимает значения

$$l = 0,1, \ldots, (n - 1),$$

т.е. всего n значений, и определяет *момент импульса электрона* в атоме.

Из решения уравнения Шредингера следует также, что вектор L_l момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция L_{lz} на направление z внешнего магнитного поля принимает квантованные значения, кратные $\hbar$:

$$L_{lz} = \hbar m_l$$

где m_l – *магнитное квантовое число,* которое при заданном l может принимать значения:

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l,$$

т.е. всего $2l + 1$ значений. Таким образом, *магнитное квантовое число* m_l определяет *проекцию момента импульса электрона на заданное направление,* причем вектор момента импульса электрона в атоме может иметь в пространстве $2l + 1$ ориентаций. Число различных состояний, соответствующих данному n, равно

$$\sum_{l=0}^{n-1}(2l + 1) = n^2.$$

Квантовые числа n и l характеризуют размер и форму электронного облака в пространстве.

Квантовые числа n, l, и m_l позволяют более полно описать спектр испускания (поглощения) атома водорода, полученный в теории Бора.

В квантовой механике вводятся *правила отбора,* ограничивающие число возможных переходов электронов в атоме, связанных с испусканием и поглощением света:

- изменение орбитального квантового числа Δl удовлетворяет условию $\Delta l = \pm 1$;

- изменение магнитного квантового числа Δm_l удовлетворяет условию $\Delta m_l = 0, \pm 1$.

Вводится также спин электрона – собственный момент импульса.

Вектор спина должен принимать две ориентации в пространстве.

$m_S = \pm 1/2$ – магнитное спиновое число или спиновое квантовое число.

Т. о., состояние электрона в атоме определяют четыре квантовых числа: главное квантовое число n, орбитальное квантовое число l, магнитное квантовым число m, спиновое квантовое число m_S.

Используя квантово-механическое положение о неразличимости тождественных частиц, В. Паули установил принцип: в любом атоме не может быть двух электронов в стационарных состояниях, определяемых одинаковым набором квантовых чисел: n, ℓ, m, m_S. Число электронов $Z_1(n, \ell, m, m_S)$ с одинаковым набором четырех квантовых чисел: $Z_1 = (n, \ell, m, m_S) = 0$ или 1.

Число электронов с одинаковым набором трех чисел $Z_2(n, \ell, m,)$ = 2, т.к. m_S принимает два значения +1/2 и -1/2. Максимальное число электронов в состояниях с двумя одинаковыми квантовыми числами n и *l*:

$$Z_3(n, \ell) = 2(2\ell + 1)$$

Суммируя последнее равенство от *l*=0 до *l* = n-1, найдем число электронов в состояниях, определяемых главным квантовым числом n:

$$Z_{(n)} = \sum_{e=0}^{e=n-1} 2(2\ell + 1) = [2(n-1) + 2]n = 2n^2 .$$

Максимальное число электронов в состояниях с главным n и орбитальным *l* – квантовыми числами.

Таблица 1

	Оболочка	Количество электронов в состояниях					Max число электроно
		$S(\ell = 1)$	$p(\ell = 1)$		$f(\ell = 3)$	$g(\ell = 4)$	
	K	2	-	-	-	-	2
	L	2	6	-	-	-	8
	M	2	6	10	-	-	18
	N	2	6	10	14	-	72
	P	2	6	10	14	18	50

В таблице показано максимальное число электронов в состояниях, характеризуемых значениями главного n и орбитального *l* квантовых чисел.

Для атома гелия, имеющего два электрона, решение уравнения Шредингера усложняется. Решение задачи возможно для элементов первой группы таблицы Менделеева – щелочных металлов, с заполненными внутренними оболочками и одним электроном на внешней оболочке. Движение электрона рассматривают в поле, создаваемом общим зарядом ядра $+Ze$ и зарядом $-(Z-1)e$ заполненных электронных оболочек. Тогда общий заряд ядра и заполненных оболочек равен заряду одного протона $+e$.

Если внешний электрон находится далеко от атомного остатка (для больших n), то при сферической симметрии поля атомного остатка можно считать, что валентный электрон движется в центральном поле одного заряда, подобного полю ядра атома водорода. Спектральные термы подобны спектральным термам водородоподобных атомов, что подтверждено опытом.

Если валентный электрон движется вблизи атомного остатка, то электрическое поле электрона деформирует атомный остаток, что приводит к его поляризации. Электрон движется в поле не только точечного заряда, но и диполя или более сложной системы зарядов

Контрольные вопросы:

1. Какие дополнительные условия на волновую функцию накладывает уравнение Шредингера?
2. В чем суть неопределенностей Гейзенберга?
3. Какие квантовые числа определяют состояние электрона в атоме?
4. Сформулируйте принцип Паули.

14 Лекция № 14. Атомное ядро

Содержание лекции: в лекции представлены строение и свойства атомного ядра, природа ядерных сил и ядерные реакции.

14.1 Атомное ядро

Ядром является центральная часть атома, в котором сосредоточена практически вся масса атома и его положительный заряд. Все ядра, кроме ядра атома водорода, состоят из нуклонов – протонов и нейтронов. Заряд ядра равен Ze, где e – величина заряда протона, Z – *зарядовое число*, равное порядковому номеру химического элемента (атомному номеру) в периодической системе Менделеева. К настоящему времени известны ядра с Z от 1 (водород) до 118 (юнуноктий).

Число нуклонов в ядре A = N + Z называется *массовым числом*, где N – число нейтронов. Для определения числа нуклонов в ядре им приписывается массовое число, равное 1, электрону – нулевое значение числа A.

Ядра с одинаковыми Z, но разными A называются *изотопами*; ядра с одинаковыми A, но разными Z – *изобарами*; ядра с одинаковыми N называют *изотонами*; существуют также *изомеры* – радиоактивные ядра с равными A и Z, отличающиеся периодом полураспада.

В настоящее время известно около 300 устойчивых и более 2000 радиоактивных изотопов химических элементов.

Для обозначения ядер применяют символ ZXA или $^{A}{}_{Z}X$, например, $_{1}H^{1}$.

Радиус ядра задается эмпирической формулой: $r = r_0A^{1/3}$, где $r_0 = (1{,}3x1{,}7)10^{-15}$ м. Таким образом, объем ядра пропорционален числу нуклонов, т.е. плотность ядерного вещества является константой, составляющей по порядку величины 10^{17} кг/м^3.

Нуклоны в ядрах являются фермионами. *Спин ядра* – собственный момент импульса ядра – равен $L_Я = \sqrt{I(I+1)}\hbar$, где I – внутреннее (полное) спиновое квантовое число. Спин ядра определяется числом нуклонов. Нуклоны также обладают собственными магнитными моментами, которыми определяется *магнитный момент ядра*, единицей измерения которого является *ядерный магнетон* $\mu_{ЯД} = \dfrac{e\hbar}{2m_P}$, где m_p – масса протона.

14.2 Энергия связи ядра

Энергией связи ядра называется физическая величина, равная работе по расщеплению ядра на нуклоны без сообщения им кинетической энергии. Она является разностью между энергией всех свободных нуклонов, составляющих ядро, и их энергией в ядре.

$$E_{св} = c^2\Delta m, \qquad (14.1)$$

где Δm – дефект масс, характеризующий уменьшение суммарной массы при образовании ядра из нуклонов;
c – электродинамическая постоянная.

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_Я, \qquad (14.2)$$

где m_p, m_n – массы соответственно протона и нейтрона;
$M_Я$ – масса ядра. Обычно массы выражают в атомных единицах массы (а.е.м.).

Обычно массы ядра и протона заменяют массами соответственно атома M_a и водородного атома m_H, тогда

$$\Delta m = Zm_H + (A - Z)m_n - M_A.$$

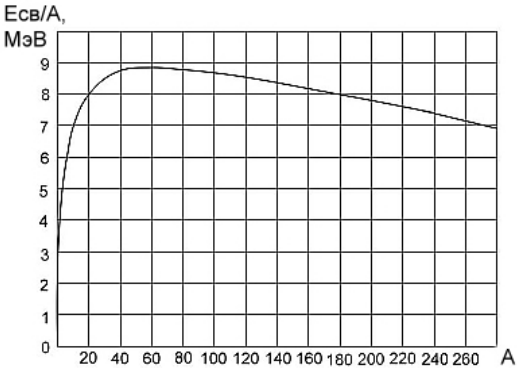


Рисунок 14.1

На рисунке 14.1 представлена зависимость удельной энергии связи от массового числа А. Сильнее всего связаны нуклоны в ядрах с 50≤А≥ 60 (Cr-Zn). У них $E_{св}$ = 8,7 МэВ/нуклон. У самого тяжелого природного ядра $E_{св}$ = 7,5 МэВ/нуклон.

Такая зависимость делает энергетически возможным деление тяжелых ядер и слияние (синтез) легких ядер.

В атомных ядрах действуют особые *ядерные силы* притяжения, отличные от гравитационных и электромагнитных сил и намного превышающие их. Эти силы относятся к классу *сильных взаимодействий*.

Основные свойства ядерных сил:

- ядерные силы являются *короткодействующими*. Радиус их действия порядка 1 ферми (10^{-15} м);

- они обнаруживают *зарядовую независимость*, т.е. силы взаимодействия двух протонов, двух нейтронов или протона с нейтроном являются одинаковыми;

- им свойственно *насыщение,* т.е. каждый нуклон взаимодействует с ограниченным числом других нуклонов;

- ядерные силы зависят от *ориентации спинов* взаимодействующих нуклонов.

Например, дейтрон – ядро изотопа $_1H^2$ образуется из протона и нейтрона только при параллельной ориентации их спинов;

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

Ядерные силы носят *обменный* характер. По современным представлениям нуклоны *виртуально обмениваются π-мезонами* – квантами ядерного поля. Такая гипотеза впервые была высказана в 1935 году японским физиком Х. Юкавой и подтверждена их экспериментальным обнаружением в 1947 г. Оккиалини и Поуэллом.

В результате виртуальных процессов нуклон оказывается окруженным облаком образующих ядерное поле виртуальных π-мезонов:

$$p \to n + \pi^+; \qquad n \to p + \pi^-; \qquad p \to p + \pi^0; \qquad n \to n + \pi^0.$$

Обменное взаимодействие между нуклонами можно описать виртуальными процессами:

$$p + n \to n + \pi^+ + n \to n + p; \quad p + p \to p + \pi^0 + p \to p + p.$$

Из-за сложного характера сильного взаимодействия до сих пор нет единой последовательной теории атомного ядра. Из множества существующих моделей ядра рассмотрим: *капельную и оболочечную*.

Капельная модель Бора и Френкеля (1936 г.) основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости – короткодействующие силы, свойство насыщения, постоянная плотность, пропорциональность объема числу частиц. Модель позволила получить формулу для энергии связи ядра и объяснить реакцию деления ядер.

14.3 Ядерные реакции

Ядерной реакцией называется процесс сильного взаимодействия атомного ядра с элементарной частицей или другим ядром, приводящий к преобразованию ядра (или ядер). Символически ядерная реакция записывается в виде

$$X + a \to Y + b \text{ или } X(a,b)Y, \qquad (14.3)$$

где X и Y – исходное и конечное ядра;

a и b – налетающая и испускаемая частицы.

Количество выделяющейся энергии называется *энергией реакции.*

$$Q = [(m1 + m2) - (m3 + m4)]c^2, \qquad (14.4)$$

где 1-я сумма масс берется для исходных ядра и частицы; а 2-я – для конечных.

Если (m1+m2)>(m3+m4), энергия выделяется, в противном случае – энергия поглощается.

В 1936 г. Н. Бор установил, что реакции, вызываемые не очень быстрыми частицами, протекают в два этапа. При захвате *X*-ядром *a*-частицы образуется *составное (или компаунд-) ядро*, которое на втором этапе испускает частицу *b*:

$$X + a \to \Pi \to Y + b. \qquad (14.5)$$

Некоторые реакции протекают без образования промежуточного ядра, их называют *прямыми ядерными взаимодействиями.*

В р*еакции деления тяжелых ядер* образуются осколки деления. Испускаемые при делении вторичные нейтроны могут вызвать новые акты

деления, что делает возможным осуществление *цепной реакции деления.* Последняя характеризуется *коэффициентом размножения* k *нейтронов*, который должен быть больше единицы для развития цепной реакции. Цепные реакции делятся на *управляемые* и *неуправляемые*. Первые осуществляются в атомных реакторах, вторые – при взрыве при достижении *критической массы.*

Реакции синтеза атомных ядер характерны тем, что в них энергия, выделяемая на один нуклон, значительно больше, чем в реакциях деления тяжелых ядер. Например, при делении ядра $_{92}U^{238}$ выделяется примерно 200 МэВ, или 0,84 МэВ/нуклон, тогда как при синтезе дейтерия и трития эта величина равна примерно 3,5 МэВ/нуклон.

Реакции синтеза легких ядер в более тяжелые, происходящие при сверхвысоких температурах ($T > 10^7$ К), называются *термоядерными реакциями*. *Управляемый термоядерный синтез* открывает человечеству возможность доступа к практически неисчерпаемому источнику энергии.

Контрольные вопросы:

1. Что называется изотопом?
2. Основные свойства ядерных сил.
3. Что называется ядерной реакцией?

15 Лекция № 15. Физика низкоразмерных систем – фундаментальная основа нанотехнологий

Содержание лекции: в лекции представлена новая область физики, занимающаяся изучением и описанием физических явлений в наноструктурах – физика низкоразмерных систем.

Объем вещества определяется в пространстве трех измерений. Масштаб 100 нанометров (нм) соответствует характерной длине волны электрона в полупроводнике. Поэтому на таких масштабах сказывается волновая природа электронов – носителей электрического заряда, для описания их поведения используют законы квантовой механики. В силу ограничения движения носителей электрического заряда (конфайнмента) в пространстве в веществе, измеряемом в масштабе 1÷100нм, энергетический спектр их квантован (размерное квантование). Квантово-механический характер процессов и явлений служит основанием для выделения объектов, один или несколько размеров которых находятся в диапазоне от 1 до 100нм, в принципиально новый класс объектов с пониженной размерностью – наноструктуры, отличный от макроскопических систем и структур. В последние десятилетия сформировалась новая область физики, занимающаяся изучением и описанием физических явлений в наноструктурах – физика низкоразмерных систем. Объектом изучения физики низкоразмерных систем являются квантовые ямы, квантовые нити и квантовые точки. Если движение электронов в веществе ограничено только в одном направлении, то такой объект называется квантовой

ямой и носители электрического заряда принято считать двумерными. Ограничение движения в двух направлениях формирует одномерную квантовую нить, а в трех направлениях – нульмерную квантовую точку. Все природные и искусственные системы, относящиеся к наноструктурным объектам, состоят в той или иной мере из квантовых ям, квантовых нитей и (или) квантовых точек. Поэтому фундаментальной базой для понимания процессов и явлений, называемых нанотехнологиями, является физика низкоразмерных систем.

«Нанотехнология» – создание и использование материалов, устройств и систем, структура которых регулируется в нанометровом масштабе – в диапазоне размеров атомов, молекул и надмолекулярных образований. Нанотехнология – это умение работать с такими объектами и создавать из них более крупные структуры, обладающие новой молекулярной (надмолекулярной) организацией. Наноструктуры, построенные «из первых принципов», с использованием атомно-молекулярных элементов – мельчайшие объекты, которые могут быть созданы искусственным путем. Они характеризуются новыми физическими, химическими и биологическими свойствами и связанными с ними явлениями. В связи с этим в некоторых странах возникли понятия нанонауки, нанотехнологии и наноинженерии (нанонаука занимается фундаментальными исследованиями свойств наноматериалов и явлений в нанометровом масштабе, нанотехнология – созданием наноструктур, наноинженерия – поиском эффективных методов их использования).

Исследования показали важную роль наноструктур в физике, химии, материаловедении, биологии, медицине и т.д.). Обнаружено, что углеродные нанотрубки на порядок прочнее стали и имеют в шесть раз меньший удельный вес, наночастицы способны избирательно проникать в раковые клетки и поражать их, некоторые наноструктуры могут в миллионы раз повысить быстродействие ЭВМ и т.д. В связи с углублением знаний о строении и функционировании природных объектов и живых организмов на молекулярном уровне исследователи разрабатывают общий подход к получению и использованию искусственных материалов с наноразмерной структурой.

Очевидно, что все природные материалы и системы построены из нанообъектов. Именно в интервале наноразмеров, на молекулярном уровне, природа «программирует» основные характеристики веществ, явлений и процессов. Нанотехнологический подход означает такое же, но целенаправленное регулирование свойств объектов на молекулярном уровне, определяющем фундаментальные параметры.

Специфичность свойств вещества в нанометровом масштабе и связанные с этим физические явления обусловлены характерными размерами элементов структуры нанообъектов (10^{-9}-10^{-7}м), соответствующими средним размерам атомов и молекул в обычных материалах. Т. о. можно рассматривать наноструктуры в качестве особого фазового состояния вещества. Свойства веществ и материалов, имеющих структурные элементы с нанометровыми

размерами в объемной фазе, не определяются однозначно. Изменения характеристик обусловлены не только уменьшением размеров структурных элементов, но и проявлением квантово-механических эффектов, волновой природой процессов переноса и доминирующей ролью поверхностей раздела. Управляя размерами и формой наноструктур, таким материалам можно придавать новые функциональные характеристики, отличные от характеристик обычных материалов. К известным наноструктурам относятся углеродные нанотрубки, белки, ДНК и работающие при комнатных температурах «одноэлектронные» транзисторы. Если ученым удастся выявить и использовать закономерности и принципы, определяющие структуру и свойства таких объектов, то это ознаменует революцию в науке и технике.

Придавая материалам и системам новые качества, нанотехнология обеспечит прогресс во всех областях деятельности (от автомобилестроения и компьютерной техники до новых методов лечения), а также приведет к появлению новых областей. В этом столетии нанотехнология станет стратегическим направлением развития науки и техники, что потребует перестройки технологий производства промышленных изделий, лекарственных препаратов, систем вооружения и т.д., вызовет глубокие преобразования в организации систем энергоснабжения, охраны окружающей среды, транспорта, связи, вычислительной техники и образования.

Контрольные вопросы:

1. Что изучает физика низкоразмерных систем?
2. Назовите объекты изучения физики низкоразмерных систем.
3. Что такое нанотехнологии?

Список литературы

1 Савельев И.В. Курс общей физики в 4-х томах: – Т.1. Механика. Молекулярная физика и термодинамика: учебное пособие. – М.: КНОРУС, 2012. – 528 с. – Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учебное пособие. – М.: КНОРУС, 2012. – Т.3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учебное пособие. – М.: КНОРУС, 2012. – Т.4. Сборник вопросов и задач по общей физике. Учебное пособие. – М.: КНОРУС, 2012.

2 Трофимова Т.И. Курс физики с примерами и решениями задач: – Т.1. Механика. Молекулярная физика. Термодинамика. Электродинамика: учебник. – М.: КНОРУС, 2010. – 584 с. –Т.2. Оптика. Квантовая физика. Законы сохранения: учебник. – М.: КНОРУС, 2010.

3 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. – М.: Высш. Шк., 2006.

4. Нанотехнологии в электронике: сб. статей. – М., Техносфера. 2005, с. 446.

5. Трофимова Т.И. Физика. – М.: «Академия», 2012.

6. Волькенштейн И.С. Сборник задач по общему курсу физики. –М., 2012.

Содержание

	Введение	3
1	Лекция 1. Кинематика и динамика материальной точки и поступательного движения твердого тела	4
2	Лекция 2. Динамика вращательного движения твердого тела	9
3	Лекция 3. Закон сохранения энергии в механике	12
4	Лекция 4. Статистические распределения	15
5	Лекция 5. I и II начала термодинамики	18
6	Лекция 6. Электростатическое поле в вакууме	30
7	Лекция 7. Электростатическое поле в веществе. Постоянный электрический ток	33
8	Лекция 8. Магнитное поле	38
9	Лекция 9. Уравнения Максвелла	43
10	Лекция 10. Колебательные процессы	46
11	Лекция 11. Упругие волны	51
12	Лекция 12. Корпускулярно-волновой дуализм	54
13	Лекция 13. Элементы квантовой механики	57
14	Лекция 14. Атомное ядро	62
15	Лекция 15. Физика низкоразмерных систем	65
	Список литературы	68

Сводный план 2020 г., поз. 131

Алмагуль Абдыгалиевна Абдикасова
Алджамбекова Гулдана Тлеужановна
Наурызбаева Гульнара Кадырбековна

ФИЗИКА

Конспект лекций
для студентов, обучающихся по образовательной программе
6В100200 – Система информационной безопасности

Редактор: Жанабаева Е.Б.
Специалист по стандартизации : Ануарбек Ж.А.

Подписано к печати__2022 Формат 60×84 1/16
Тираж 100 экз. Бумага типографская № 1
Объем 4,0 уч. изд. л. Заказ___ Цена 2000 тенге

Копировально-множительное бюро
Некоммерческого акционерного общества
«Алматинский университет энергетики и связи
050013, Алматы, Байтурсынова, 126/1