МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Н.Э. БАУМАНА

Учебное пособие

Курс лекций

«Физика»

МГТУ имени Н.Э. Баумана

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Н.Э. БАУМАНА

Курс лекций

«Физика»

Москва
МГТУ имени Н.Э. Баумана

2012

УДК 681.3.06(075.8)
ББК 32.973-018
И201

Курс лекций «Физика» / Коллектив авторов –
М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. – 59 с.: ил.

В курсе лекций рассмотрены основные этапы курса «Физика».

Ил. 39. Табл. 5. Библиогр. 7 назв.

УДК 681.3.06(075.8)

АННОТАЦИЯ

В курсе лекций будут рассмотрены основные темы курса «Физика» такие как: основные законы кинематики и кинематического движения тел, основные законы статики, основные законы динамики, основные законы движения и взаимодействия элементарных частиц.

ANNOTATION

The course lectures will discuss the main themes of the course "Physics" such as the basic laws of kinematics and the kinematic motion of bodies, the basic laws of statics, the basic laws of dynamics, the basic laws of motion and interaction of elementary particles.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Данный конспект лекций составлен на основе лекционного курса, читаемого в МГТУ им. Н.Э. Баумана на кафедре иу4 преподавателем Подгузовым Г. В. Курс лекций рекомендован к выполнению текущих аттестационных мероприятий и подготовки к экзамену по предмету «Физика».

1 ЛЕКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПО КУРСУ ФИЗИКА

1.1 Лекция 1

1. Явление переноса в газах. Вязкость газов.
2. Работа тепловой машины при циклическом процессе. Коэффициент полезного действия.
3. Определите релятивистский импульс и кинетическую энергию электрона, движущегося со скоростью **0,95 С.**
4. Тело массой 10 г. совершает в вязкой среде затухающие колебания с малым коэффициентом затухания. В течении **100 с** тело потеряло 50% своей энергии. Определить коэффициент сопротивления.

20. Явления переноса.

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

23. Внутреннее трение (вязкость).

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

Внутреннее трение описывается **законом Ньютона:**

$$j_p = -\eta \frac{d\upsilon}{dx}$$

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

η — ***динамическая вязкость***,

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

$d\upsilon/dx$ — градиент скорости, показывающий быстроту изменения скорости в направлении x, перпендикулярном направлению движения слоев газа.

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

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

Зависимости между λ, D и η: $\eta = \rho D$ $\qquad \frac{\lambda}{nc_v} = 1$

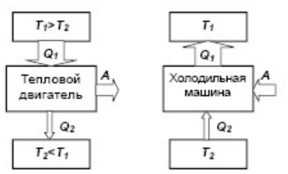
47. Тепловые двигатели и холодильные машины.

Тепловой двигатель — это периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет полученной извне теплоты.

Термостатом называется термодинамическая система, которая может обмениваться теплотой с телами практически без изменения собственной температуры.

Рабочее тело — это тело, совершающее круговой процесс и обменивающееся энергией с другими телами.

Принцип работы теплового двигателя: от термостата с более высокой температурой T_1, называемого ***нагревателем***, за цикл *отнимается* количество теплоты Q_1, а термостату с более низкой температурой T_2, называемому ***холодильником***, за цикл *передается* количество теплоты Q_2, при этом *совершается работа* $A = Q_1 - Q_2$.



Термический КПД двигателя:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Чтобы КПД был равен 1, необходимо, чтобы $Q_2 = 0$, а это запрещено вторым началом термодинамики.

Билет 1.3

Дано: $\upsilon = 0,95c$; $p = ?$ $E = ?$ Решение:

$p = m\upsilon = (m_0 \cdot 0,95c) / \sqrt{1-(\upsilon/c)^2} = 3m_0c$

$E = mc^2 = (m_0c^2) / \sqrt{1-(\upsilon/c)^2} - m_0c^2 \approx 2,22m_0c^2$

$m = 10[г]$ $\quad t = 100[с]$ $\quad$ N1.4

$x'' + \frac{r}{m}x' + \omega_0^2 x = 0$

$x = A \cdot e^{-\beta t} \cdot \cos(\omega t)$

Амплитуда уменьшилась в $\sqrt{2}$ раза

$\frac{A_н}{A_к} = \sqrt{2}$

$\frac{A}{\left(\frac{A}{e^{\beta t}}\right)} = \sqrt{2}$

$e^{\beta t} = \sqrt{2}$

$\beta t = \ln\sqrt{2}$

$\frac{r}{2m} \cdot t = \frac{1}{2}\ln 2$

$r = \frac{m \ln 2}{t} = \frac{0,01 \cdot \ln 2}{100} =$

39. <u>КПД кругового процесса.</u>

В результате кругового процесса система возвращается в исходное состояние, следовательно, полное изменение внутренней энергии равно нулю. Поэтому $Q = \Delta U + A = A$, т.е. работа, совершаемая за цикл, равна количеству полученной извне теплоты. Если в ходе кругового процесса система не только получает количество теплоты Q_1, но и теряет (отдает) количество теплоты Q_2, то $Q = Q_1 - Q_2$.

Термический коэффициент полезного действия для кругового процесса — это величина, равная отношению работы, совершенной системой, к количеству теплоты, полученному в этом цикле системой:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

◑ **Круговой процесс (цикл)** — процесс, при котором система, пройдя через ряд состояний, возвращается в исходное.

На диаграмме pV цикл изображается замкнутой кривой (рис. 2.15, 2.16). Цикл, совершаемый идеальным газом, можно

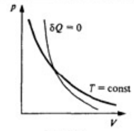


Рис. 2.14

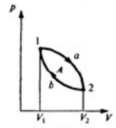


Рис. 2.15

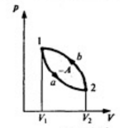


Рис. 2.16

разбить на процессы расширения (*1—2*) и сжатия (*2—1*) газа. *Работа расширения* (определяется площадью фигуры $1a2V_2V_11$) *положительна* ($dV > 0$), *работа сжатия* (определяется площадью фигуры $2b1V_1V_22$) *отрицательна* ($dV < 0$). Следовательно, работа, совершаемая газом за цикл, определяется площадью, охватываемой замкнутой кривой.

◑ **Прямой цикл** — цикл, при котором совершается положительная работа $A = \oint p\,dV > 0$ (цикл протекает по часовой стрелке; рис. 2.15).

◑ **Обратный цикл** — цикл, при котором совершается отрицательная работа $A = \oint p\,dV < 0$ (цикл протекает против часовой стрелки; рис. 2.16).

1. Гармонические колебания. Сложение гармонических колебаний одного направления близких частот.
2. Эквивалентность теплоты и работы. Внутренняя энергия термодинамической системы. Первое начало термодинамики.
3. Лодка массой M с находящимся на ней человеком массой m неподвижно стоит в спокойной воде. Человек начинает идти вдоль лодки со скоростью V_0 относительно лодки. С какой скоростью V_1 будет двигаться человек относительно воды? С какой скоростью V_2 будет при этом двигаться лодка относительно воды?
4. Парашютист массой **m=100 кг** совершает затяжной прыжок с начальной нулевой скоростью. Считая, что сила сопротивления воздуха пропорциональна скорости **F=-kV**, где **k=16 кг/с** – коэффициент сопротивления, определить через какое время $\mathbf{t_1}$ скорость парашютиста будет равна $\mathbf{V_1=0{,}8V_0}$, где $\mathbf{V_0}$ **–** скорость установившегося движения парашютиста.

27. <u>**Первое начало термодинамики.**</u>

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

2. <u>**Гармонические колебания и их характеристики.**</u>

Гармоническими колебаниями называются колебания, при которых колеблющаяся физическая величина изменяется по закону синуса (или косинуса).

Различные ***периодические процессы*** (процессы, повторяющиеся через равные промежутки времени) могут быть представлены в виде <u>суммы</u> (суперпозиции) гармонических колебаний.

Гармоническое колебание величины s описывается уравнением типа

$$s = A \cdot \cos(\omega t + \varphi)$$

где: A – <u>амплитуда колебания</u> — максимальное значение колеблющейся величины;

ω – <u>круговая (циклическая) частота</u>;

φ – <u>начальная фаза колебания</u> в момент времени $t = 0$;

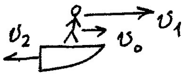
$(\omega t + \varphi)$ – <u>фаза колебания</u> в момент времени t.

Фаза колебания определяет значение колеблющейся величины в данный момент времени. Так как косинус изменяется в пределах от +1 до –1, то s может принимать значения от $+A$ до $-A$.

Поскольку $\cos(a + 2\pi) = \cos a$, то при гармонических колебаниях увеличение (приращение) фазы колебания на 2π приводит к тому, что все величины, характеризующие колебание, принимают исходное значение.

Билет <u>2.3</u>

Дано: $-M$ $-m$, v_0



$v_1, v_2 = ?$ Решение:

ЗСИ: $mv_0 = (M+m)v_2 \Rightarrow v_2 = \dfrac{mv_0}{m+M}$

$v_1 = v_0 - v_2 = v_0\left(\dfrac{M}{m+M}\right)$

<u>2.4</u> Дано: $m = 90$кг, $k = 12$ кг/с

$v_1 = 0{,}9v_0$; $F_c = kv_0$ $t = ?$ Решение:

При затяжном прыжке:

$mg - kv_0 = ma$, но $ma \to 0 \Rightarrow$

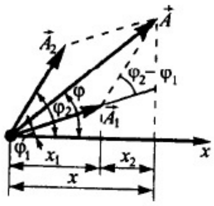
$mg = kv_0$ в критическом случае $\Rightarrow$

$v_0 = \dfrac{mg}{k}$; $v_1 = \dfrac{0{,}9mg}{k}$

$v_1 = gt \Rightarrow t = \dfrac{v_1}{g} = \dfrac{0{,}9m}{k} \approx 6{,}75$ с

15. <u>**Сложение гармонических колебаний.**</u>

Если система одновременно участвует в нескольких колебательных процессах, то под сложением колебаний понимают нахождение закона, описывающего результирующий колебательный процесс.



Для сложения колебаний x_1 и x_2

$$x_1 = A_1\cos(\omega t + \varphi_1), \qquad x_2 = A_2\cos(\omega t + \varphi_2)$$

используем ***метод вращающегося вектора амплитуды (метод векторных диаграмм)***.

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

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

где амплитуда A и начальная фаза φ задаются соотношениями:

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

Сумма двух гармонических колебаний одного направления и одинаковой частоты ***есть гармоническое колебание*** в том же направлении и с той же частотой, что и складываемые колебания.

Амплитуда результирующего колебания зависит от разности фаз складываемых колебаний:

1) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2m\pi$, где $(m = 0,1,2,\ldots)$, тогда $A = A_1 + A_2$;
2) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m+1)\pi$, где $(m = 0,1,2,\ldots)$, тогда $A = |A_1 - A_2|$.

1.2 Лекция 2

1. Явления переноса. Теплопроводность газов.
2. Статистическое обоснование 2 начала термодинамики. Формула Больцмана для статистической энтропии.
3. Кинетическая энергия электрона равна **1,4 МэВ**. Определите скорость электрона.
4. Определить период колебаний механической системы, состоящей из двух шариков массами m1 и m2, соединенных невесомой пружиной жесткостью k и расположенных на гладкой горизонтальной поверхности

Билет 3.3

Дано: $E = 1{,}2$ МэВ ; $v = ?$

Решение: $E = (m_2 - m)c^2 = \dfrac{m_0 c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} - m_0 c^2$

$$\Rightarrow v = \frac{c\sqrt{E^2 + 2Em_0c^2}}{E + m_0c^2}$$

21. Теплопроводность.

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

Перенос энергии (в форме теплоты) описывается **законом Фурье**:

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

Здесь j_E — ***плотность теплового потока*** — тепловая энергия, переносимая *в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси* x,

λ — ***коэффициент теплопроводности***,

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

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

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

20. Явления переноса.

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

43. Статистическое толкование энтропии.

Термодинамическая вероятность W ***состояния тела или системы*** — это число способов, которыми может быть реализовано данное конкретное термодинамическое состояние (***макросостояние***). Иначе говоря, это число всевозможных *микрораспределений* частиц по координатам и скоростям (***микросостояний***), которыми может быть осуществлено данное макросостояние.

Формула Больцмана: $S = k \ln W$

где k — постоянная Больцмана.

Энтропия системы определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное макросостояние.

Энтропия является мерой неупорядоченности системы, — чем больше число микросостояний, реализующих данное макросостояние, тем больше энтропия.

44. Принцип возрастания энтропии.

Все процессы в замкнутой системе ведут к увеличению её энтропии. В замкнутой системе идут в направлении *от менее вероятных* состояний *к более вероятным*, до тех пор, пока вероятность состояния не станет максимальной. В состоянии равновесия — наиболее вероятного состояния системы — число микросостояний максимально, при этом максимальна и энтропия.

45. Второе начало термодинамики.

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

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

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

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

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

1. Свободные затухающие колебания. Декремент и логарифмический декремент затухания. Добротность колебательной системы.
2. Политропический процесс. Теплоемкость и работа в политропическом процессе.
3. Найти среднюю скорость, среднюю кинетическую энергию поступательного движения и среднюю полную кинетическую энергию молекул азота при температуре **27^0 С**.
4. Рассчитать среднюю длину свободного пробега молекул азота, коэффициенты диффузии и вязкости при давлении **80 кПа** и температуре 17^0 **С**. Как изменяются найденные величины в результате двукратного увеличения объема газа при постоянном давлении. Эффективный диаметр молекул азота **0,37** нм.

Билет $\underline{4.3}$

Дано: $T = 310K$; $\langle v \rangle$, $v_{кв}$, $\langle E_к \rangle$, $\langle E_{кпос}$

Решение: ГАЗ – N_2; $\mu = 0{,}014$ кг/моль

$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 684$ м/с

$v_{кв} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 742$ м/с

$\langle E_к \rangle = \frac{5}{2}kT = 1{,}06 \cdot 10^{-20}$ Дж

$\langle E_{кпост} \rangle = \frac{3}{2}kT = 6{,}4 \cdot 10^{-21}$ Дж

$\underline{4.4}$ Дано: $p = 120$ кПа, $T = 543K$, $d = 0{,}37$н

$V \to 2V$; $\lambda_1 = ?$ $D_1 = ?$ $\eta_1 = ?$, $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = ?$, $\frac{D_1}{D_2} = ?$

$\eta_1/\eta_2 = ?$ Решение: ГАЗ – N_2

$\lambda_1 = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}$; $p = nkT$ сучетом этого:

$\lambda_1 = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 p} = 8{,}33 \cdot 10^{-11}$ м

$V \to 2V$, $n \to \frac{1}{2}n \Rightarrow \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 2$

37. <u>**Политропические процессы**</u> $(C = const)$.

Процесс, в котором теплоемкость остается постоянной $(C = const)$ называется ***политропическим***.

Рассмотренные выше изохорный, изотермический, изобарный и адиабатический процессы — это частные случаи политропного процесса.

<u>***Уравнение политропы***</u>

$$pV^n = const$$

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

Значения теплоемкости и показателя политропы для разных процессов приведены в таблице.

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

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

Теплоемкость при адиабатическом процессе равна нулю, поскольку $\delta Q = 0$, в то время как $dT \neq 0$

22. <u>**Затухающие колебания.**</u>

Затуханием колебаний называется постепенное ослабление колебаний с течением времени, обусловленное потерей энергии колебательной системой.

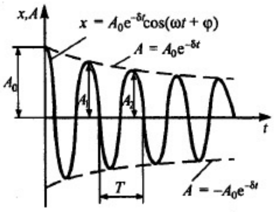
Затухание механических колебаний вызывается главным образом трением. Затухание в электрических колебательных системах вызывается тепловыми потерями и потерями на излучение электромагнитных волн, а также тепловыми потерями в диэлектриках и ферромагнетиках вследствие электрического и магнитного гистерезиса.

Закон затухания колебаний определяется свойствами колебательных систем.

Система называется линейной, если параметры, характеризующие те физические свойства системы, которые существенны для рассматриваемого процесса, <u>не изменяются</u> в ходе процесса.

Линейные системы описываются *линейными* дифференциальными уравнениями.

<u>Различные</u> по своей природе *линейные* системы описываются <u>одинаковыми уравнениями</u>, что позволяет осуществлять ***единый подход*** к изучению колебаний различной физической природы.



В случае малых затуханий $(\delta^2 << \omega_0^2)$ решение этого уравнения:

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

где:

$A = A_0\,e^{-\delta t}$ — ***амплитуда затухающих колебаний,***

A_0 – ***начальная амплитуда,***

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ — ***циклическая частота затухающих колебаний.***

Промежуток времени $\tau = \frac{1}{\delta}$, в течение которого амплитуда затухающих колебаний уменьшается в ***е*** раз называется ***временем релаксации.***

Затухание <u>нарушает</u> периодичность колебаний.

Затухающие колебания <u>не являются</u> периодическими.

Однако если затухание мало, то можно <u>условно</u> пользоваться понятием ***периода затухающих колебаний*** как промежутка времени между двумя последующими максимумами колеблющейся физической величины:

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

23. <u>**Дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний линейной системы**</u>

Дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний линейной системы имеет вид

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

где s – колеблющаяся величина,

$\delta = const$ — ***коэффициент затухания,***

ω_0 – циклическая частота свободных ***незатухающих*** колебаний той же колебательной системы (при $\delta = 0$).

24. <u>**Декремент затухания.**</u>

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

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

называется ***декрементом затухания***, а его логарифм

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

называется ***логарифмическим декрементом затухания.***

Здесь N — число колебаний, совершаемых за время уменьшения амплитуды в ***е*** раз.

25. <u>**Добротность колебательной системы.**</u>

Добротностью колебательной системы называется безразмерная величина Q, равная произведению 2π на отношение энергии $W(t)$ колебаний системы в произвольный момент времени t к убыли этой энергии за промежуток времени от t до $t+T$ (за один условный период затухающих колебаний):

$$Q = 2\pi\frac{W(t)}{W(t) - W(t+T)}$$

Энергия $W(t)$ пропорциональна квадрату амплитуды $A(t)$, поэтому:

$$Q = 2\pi\frac{A^2(t)}{A^2(t) - A^2(t+T)} = \frac{2\pi}{1 - e^{-2\delta T}} = \frac{2\pi}{1 - e^{-2\theta}}$$

При малых значениях логарифмического декремента затухания $(\theta << 1)$

$1 - e^{-2\theta} \approx 2\theta$, поэтому (принимая $T \approx T_0$) $\quad Q = \frac{\pi}{\theta} = \pi N = \frac{\pi}{\delta \cdot T} = \frac{\omega_0}{2\delta}$

26. <u>**Примеры свободных затухающих колебаний**</u>

Рассмотрим затухающие колебания <u>различной</u> физической природы:

1) ***механические колебания*** — <u>пружинный маятник</u> с массой m, который совершает малые колебания под действием упругой силы $F = -kx$ и силы трения $F_{тр} = -r\dot{x}$ (r — коэффициент сопротивления)

2) ***электромагнитные колебания*** — колебания в <u>колебательном контуре</u> состоящем из сопротивления R, индуктивности L и емкости C

Будем сравнивать оба случая с дифференциальным уравнением свободных затухающих колебаний линейной системы

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

решение которого имеет вид

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

1.3 Лекция 3

1. Гармонические колебания. Векторная диаграмма. Сложение гармонических колебаний одного направления равных частот.
2. Агрегатные состояния вещества. Условия равновесия фаз. Фазовый переход I и II рода
3. Цилиндр массой **10 кг** и радиусом **8 см** вращается вокруг своей оси. При этом уравнение вращения цилиндра имеет вид: $\boldsymbol{\varphi = A + Bt^2 + Ct^3}$, где **B = 8 рад/с^2**, **C = 3 рад/с^3**. Найти закон изменения момента сил, действующих на цилиндр. Определить момент сил через **t = 3 с** после начала движения.
4. При адиабатическом расширении кислорода с начальной температурой **T_1 = 290 K** внутренняя энергия уменьшилась на **ΔU = -9,6 кДж**, а его объем увеличился в 1 **0 раз**. Определить массу **m** кислорода.

Билет 15.3 Дано: $m = 8$ кг, $r = 0{,}1$ м, $t = 2$ с

$\varphi(t) = A + Bt^2 + Ct^3$, $B = 6$ рад/с^2, $C = 2$ рад/с^3

Решение: $\varepsilon(t) = \dfrac{d^2\varphi(t)}{dt^2} = 2B + 6Ct$

$M(t) = \varepsilon(t)\cdot I = \varepsilon(t)\cdot\frac{1}{2}mr^2 = mr^2(B + 3Ct)$

$M(2) = 2{,}4$ Н/м

15.4 Дано: газ-кислород. $\Delta U = -8{,}8$ кДж

$V \to 12V$, $T_1 = 310$ K, $m = ?$ Решение:

Для O_2 $\gamma = 1{,}4 \Rightarrow TV^{\gamma-1} = const \Rightarrow$

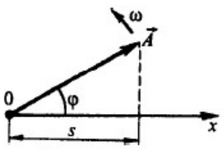
$\Rightarrow T_1 \cancel{V^{\gamma-1}} = T_2 \cancel{V^{\gamma-1}}\, 12^{\gamma-1} \Rightarrow T_2 = T_1 \cdot 12^{1-\gamma}$

Тогда: $\Delta U = \dfrac{m}{M}\dfrac{R\Delta T}{\gamma-1} = \dfrac{5}{2}\dfrac{m}{M}R\Delta T =$

$= \dfrac{5}{2}\dfrac{m}{M}RT_1\left(12^{1-\gamma} - 1\right)$; $\Rightarrow$

$\Rightarrow\; m = \dfrac{2}{5}\dfrac{\Delta U M}{R}\dfrac{1}{(12^{1-\gamma} - 1)} = 0{,}07$ кг

4. Метод векторных диаграмм.



Гармонические колебания изображаются графически ***методом вращающегося вектора амплитуды*** или ***методом векторных диаграмм***.

Из произвольной точки O, выбранной на оси x, под углом φ, равным начальной фазе колебания, откладывается вектор $\vec{A}$, модуль которого равен амплитуде A, рассматриваемого колебания. Если этот вектор будет вращаться вокруг точки O с угловой скоростью ω, то проекция вектора на ось x будет совершать колебания по закону $s = A\cdot\cos(\omega t + \varphi)$.

2. <u>Гармонические колебания и их характеристики.</u>

Гармоническими колебаниями называются колебания, при которых колеблющаяся физическая величина изменяется по закону синуса (или косинуса).

Различные ***периодические процессы*** (процессы, повторяющиеся через равные промежутки времени) могут быть представлены в виде <u>суммы</u> (суперпозиции) гармонических колебаний.

Гармоническое колебание величины s описывается уравнением типа

$$s = A \cdot \cos(\omega t + \varphi)$$

где: A – <u>амплитуда колебания</u> — максимальное значение колеблющейся величины;

ω – <u>круговая (циклическая) частота</u>;

φ – <u>начальная фаза колебания</u> в момент времени $t = 0$;

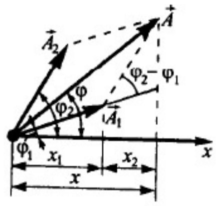
$(\omega t + \varphi)$ – <u>фаза колебания</u> в момент времени t.

Фаза колебания определяет значение колеблющейся величины в данный момент времени. Так как косинус изменяется в пределах от +1 до –1, то s может принимать значения от $+A$ до $-A$.

Поскольку $\cos(a + 2\pi) = \cos a$, то при гармонических колебаниях увеличение (приращение) фазы колебания на 2π приводит к тому, что все величины, характеризующие колебание, принимают исходное значение.

15. <u>Сложение гармонических колебаний.</u>

Если система одновременно участвует в нескольких колебательных процессах, то под сложением колебаний понимают нахождение закона, описывающего результирующий колебательный процесс.



Для сложения колебаний x_1 и x_2

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \qquad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

используем ***метод вращающегося вектора амплитуды (метод векторных диаграмм).***

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

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

где амплитуда A и начальная фаза φ задаются соотношениями:

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

Сумма двух гармонических колебаний одного направления и одинаковой частоты ***есть гармоническое колебание*** в том же направлении и с той же частотой, что и складываемые колебания.

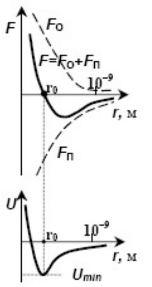
Амплитуда результирующего колебания зависит от разности фаз складываемых колебаний:

1) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2m\pi$, где $(m = 0,1,2,...)$, тогда $A = A_1 + A_2$;

2) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m+1)\pi$, где $(m = 0,1,2,...)$, тогда $A = |A_1 - A_2|$.

При рассмотрении ***реальных*** газов <u>необходимо учитывать</u> *собственный объем молекул* и *силы межмолекулярного взаимодействия.*

Силы межмолекулярного взаимодействия — короткодействующие — они проявляются на расстояниях менее 10^{-9}м. Сила взаимодействия молекул — это равнодействующая сил притяжения F_{Π} (они преобладают на больших расстояниях) и сил отталкивания F_{O} (они доминируют на малых расстояниях). На расстоянии $r = r_0$ эти силы уравновешивают друг друга и $F = 0$. Таким образом, расстояние r_0 — это ***равновесное расстояние*** между молекулами, на котором бы они находились в отсутствие теплового движения. Потенциальная энергия взаимодействия молекул U ***минимальна*** в состоянии устойчивого равновесия при $r = r_0$.



<u>Соотношение</u> между $U_{\min}$ и kT является <u>*критерием различных агрегатных состояний*</u>. $U_{\min}$ определяет работу, которую нужно совершить против сил притяжения, чтобы разъединить молекулы, находящиеся в равновесии $(r = r_0)$. kT определяет удвоенную среднюю энергию, приходящуюся на одну степень свободы теплового движения молекул.

<u>При</u> $U_{\min} << kT$ ***вещество находится в газообразном состоянии,*** т.к. тепловое движение молекул препятствует соединению (конденсации) молекул.

<u>При</u> $U_{\min} >> kT$ ***вещество находится в твердом состоянии,*** т.к. тепловой энергии недостаточно, чтобы "оторвать" молекулы друг от друга.

<u>При</u> $U_{\min} \approx kT$ ***вещество находится в жидком состоянии,*** т.к. в результате теплового движения молекулы перемещаются в пространстве, обмениваясь местами, но не расходясь на расстояния, превышающие r_0.

63. <u>Фазовые переходы.</u>

Фазой называется термодинамически равновесное состояние вещества, отличающееся по физическим свойствам от других возможных равновесных состояний того же вещества.

Переход вещества из одной фазы в другую — ***фазовый переход*** — всегда связан с качественными изменениями свойств веществ.

<u>Фазовый переход первого рода</u> — это переход, сопровождающийся поглощением или выделением теплоты (например, плавление, кристаллизация). Он характеризуется ***постоянством*** *температуры*, ***изменениями*** *энтропии и объема.*

<u>Фазовый переход второго рода</u> — переход не связанный с поглощением или выделением теплоты и изменением объема. Он характеризуется ***постоянством*** *объема и энтропии*, но скачкообразным ***изменением*** *теплоемкости.*

Фазовые переходы второго рода связаны с изменением симметрии: выше точки перехода система обладает более высокой симметрией, чем ниже точки перехода.

<u>Примеры фазовых переходов второго рода</u>: переход ферромагнитных веществ при определенных давлениях и температуре в парамагнитное состояние; переход металлов и сплавов при низких температурах в сверхпроводящее состояние; превращение обыкновенного жидкого гелия в сверхтекучий.

1. Закон сохранения механической энергии.
2. Эффект Джоуля-Томпсона. Принцип Ле-Шателье-Брауна.
3. Шарик массой m=20 г ударяется с начальной скорость v=20 м/с в массивную мишень с песком, которая движется навстречу шарику со скоростью u=10м/с. Оценить, какое количество теплоты выделится при полном торможении шарика.
4. Определить массу атмосферы Земли, если температура атмосферы не изменяется по высоте. T=const, а давление P_0=1 атм. Радиус Земли R=6400 км

19. **Закон сохранения энергии.**

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

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

$$K + W = E = const$$

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

2) Принцип Ле-Шателье-Брауна:

Внешнее воздействие, выводящее систему из термодинамического равновесия, вызывает в ней процессы, стремящиеся ослабить результаты этого воздействия.

– Увеличение давления смещает равновесие в сторону реакции, ведущей к уменьшению объема.

– Повышение температуры смещает равновесие в сторону эндотермической реакции.

– Увеличение концентрации исходных веществ и удаление продуктов из сферы реакции смещают равновесие в строну прямой реакции.

– Катализаторы не влияют на положение равновесия.

Эффект Джоуля-Томпсона:

(Дроссельэффект) заключается в изменении температуры газа при его адиабатическом (без теплообмена с окружающей средой) дросселировании, т.е. протекании через пористую перегородку, диафрагму или вентель. Эффект называется положительным, если температура газа при адиабатическом дросселировании понижается, и отрицательным, если она повышается. Для каждого реального газа существует точка инверсии - значение температуры при которой измеряется знак эффекта. Для воздуха и многих других газов точка инверсии лежит выше комнатной температуры и они охлаждаются в процессе Джоуля-Томсона.

Дросселирование – один из основных процессов, применяемых в технике снижения газов и получения сверхнизких температур.

Способ определения термодинамических величин газов, например, энтальпии, путем термостатирования исходного газа, дросселирования его с последующим измерением тепла, подведенного Джо к газу, отличающийся тем, что с целью определения термодинамических величин газов с отрицательным эффектом Джоуля-Томсона, газ после дросселирования охлаждают до первоначальной температуры, затем нагревают до температуры после дросселя с измерением подведенного к нему тепла и по известным соотношениям определяют искомые величины.

№3

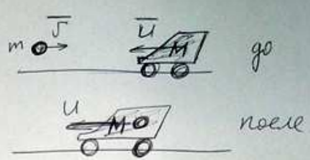
Дано:

$m = 20[г] = 0{,}02[кг]$

$\vartheta = 20[м/с]$

$u = 10\left[\frac{м}{с}\right]$

$Q = ?$



Т.к. мишень с песком массивная, то по идее скорость после столкновение с шариком она не изменит.

З.С.Э: $\frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{Mu^2}{2} = \frac{(M+m)u^2}{2} + Q$

$$\frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{Mu^2}{2} - \frac{Mu^2}{2} - \frac{mu^2}{2} = Q$$

$$Q = \frac{m(\vartheta^2 - u^2)}{2}$$

Ответ: $Q = \frac{m(\vartheta^2 - u^2)}{2} = 3\,[Дж]$

№4

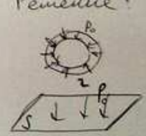
Дано: $R_з = 6400[км] = 6400000[м]$

$P_0 = 1[атм] = 10^5[Па]$

$T = const$

$m_A = ?$

Решение:



$$P_0 = \frac{F_{грав}}{4\pi R_з^2} = \frac{m_A \cdot g}{4\pi R_з^2}$$

Ответ: $m_A = \frac{4\pi R_з^2 P_0}{g} \approx 5{,}25 \cdot 10^{18}\,[кг]$

1. Кинематические следствия из преобразований Лоренца. Относительность одновременности. Изменение продольных размеров движущихся предметов.
2. Максвелловское распределение молекул по скоростям.
3. Определить среднюю и вероятную скорость молекул водорода при температуре **T = 500 K**.
4. 2 моль одноатомного идеального газа нагреваются от T_1 до T_2. В процессе нагревания давление газа меняется по закону $P=P_0$*e^(T*/T), где T*=const. Найти количество теплоты, полученное газом при нагревании.

39. Преобразования Лоренца.

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

$$x = \frac{x' + \upsilon t'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{\upsilon x'}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Эти соотношения — ***преобразования Лоренца*** — при $\upsilon << c$ переходят в преобразования Галилея.

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

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

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

$$\tau' = t_2' - t_1' = \frac{t_2 - \upsilon x/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{t_1 - \upsilon x/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\tau}{\sqrt{1-\beta^2}} > \tau$$

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

Рассмотрим стержень, расположенный вдоль оси x' и покоящийся относительно системы O'. Его длина в системе O' будет $l_0' = x_2' - x_1'$. Чтобы определить длину $l = x_2 - x_1$ этого стержня в системе O, относительно которой он движется со скоростью v, измерим координаты его концов x_1 и x_2 в один и тот де момент времени t.

$$l_0' = x_2' - x_1' = \frac{x_2 - \upsilon t}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{x_1 - \upsilon t}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l}{\sqrt{1-\beta^2}} > l$$

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

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

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

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

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

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

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

1) Из преобразований Лоренца вытекает ряд необычных с точки зрения ньютоновской механики следствий.

Одновременность событий в разных системах отсчёта.

Пусть в системе K в точках с координатами x1 и x2 происходят одновременно два события в момент времени t1=t2=b. Тогда в системе K' этим событиям будут соответсвовать моменты времени $t_1' = \frac{b - (\beta/c)x_1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $t_2' = \frac{b - (\beta/c)x_2}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Из этих формул видно, что если x1 не равно x2 (события в системе K пространственно разобщены), то t1' не равно t2' (в системе K они не одновременны). Знак разности t2'- t1' определяется знаком выражения $\beta/c(x_2 - x_1)$, следовательно, в разных системах K' (при разных β) разность $t_2' - t_1'$ будет различна по величине и будет различаться по знаку. Это означате, что в одних системах событие 1 будет предшествовать событию 2, в других системах, наоборот. Сказанное относиться лишь к событиям, между которыми отсутствует причинная связь.

◑ **Относительность одновременности**: *если события в системе K происходят в одной точке* ($x_1 = x_2$) *и являются одновременными* ($t_1 = t_2$), *то эти события являются одновременными* ($t'_1 = t'_2$) *и пространственно совпадающими* ($x'_1 = x'_2$) *для любой инерциальной системы отсчета. Если события в системе K пространственно разобщены* ($x_1 \neq x_2$), *но одновременны* ($t_1 = t_2$), *то в системе K' эти события, оставаясь пространственно разобщенными* ($x'_1 \neq x'_2$), *оказываются и неодновременными* ($t'_1 \neq t'_2$).

Длина тел в разных системах.

Рассмотрм стержень, покоящийся в системе K и движущийся со скоростью v0 относительно системы K'. Для определения его длины нужно отметить координаты концов стержня x1 и x2 в один и тот же момент времени т1=т2=b. Их разность – длина стержня. Чтобы найти соотношение l и l0, см формулы выше (заменив β на v_0/c). В итоге получим:

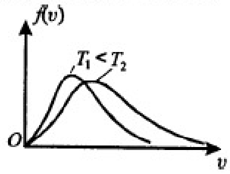
$$x_2' - x_1' = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}.$$

Воспользовавшись обозначениями l и l0, а также заменив относительную скорость систем отсчёта v0 равной ей скоростью v стержня относительно системы K, прийдём к соотношению $l = l_0\sqrt{1 - v^2/c^2}$. Итак, у движущихся тел размеры сокращаются тем больше, чем больше скорость их движения. Это явление называют лоренцевым (или фицжеральдовым) сокращением. Визуально это изменение не может быть обнаружено.

12. **<u>Закон Максвелла о распределении молекул идеального газа по скоростям.</u>**

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

$$\frac{dN(\upsilon)}{N} = f(\upsilon)d\upsilon,$$



<u>Закон Максвелла:</u>

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

Эта функция удовлетворяет ***условию нормировки***: $\int\limits_0^\infty f(\upsilon)d\upsilon = 1$

Билет 25.3 Дано: $T = 400k$, $\upsilon_{веp} = ?$, $\langle\upsilon\rangle = ?$

Решение: $\upsilon_{веp} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$; $\langle\upsilon\rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$

①. Дано: $\nu = 2$ моль $T_1 \to T_2$ (одноатомный газ) $\boxed{i=3}$

$p = p_0 e^{T^*/T}$ $T^* = const$ Найти: Q.

Решение:

$\delta Q = dU + pdV$; $\Delta Q = \Delta U + A$.

$U = \nu \frac{i}{2} RT$

$A = \int\limits_{V_1}^{V_2} pdV = \int\limits_{V_1}^{V_2} p_0 e^{T^*/T} dV = \{p_0 e^{T^*/T} V = \nu RT_1\} =$

$= \nu RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ ⊜ $\begin{cases} p_1V_1 = p_0 e^{T^*/T_1} V_1 = \nu RT_1 \\ p_2V_2 = p_0 e^{T^*/T_2} V_2 = \nu RT_2 \end{cases} \Rightarrow \frac{V_2}{V_1} e^{\frac{T^*}{T_2} - \frac{T^*}{T_1}} = \frac{T_2}{T_1}$

⊜ $\nu RT_1 \ln \frac{T_2}{T_1} e^{T^*/T_1 - T^*/T_2} = A$.

$U = \nu \frac{3}{2} RT = 3R(T_2 - T_1) = 3R(T_2 - T_1)$

$Q = 2RT_1 \ln \frac{T_2}{T_1} e^{T^*/T_1 - T^*/T_2} + 3R(T_2 - T_1)$

1.4 Лекция 4

1. Основное уравнение релятивистской механики. Связь между импульсом и энергией релятивистской частицы.
2. Интерференция волн. Стоячая волна.
3. Идеальный газ совершает цикл Карно. Температура охладителя равна **280К**. Во сколько раз увеличится КПД цикла? Если температура нагревателя повысится от **420К** до **520К**?
4. В результате изохорного нагревания водорода массой **m=3 г** давление увеличилась в три раза. Определить изменение энтропии газа.

Билет 6.3 Дано: Цикл Карно;

$T^- = 300к$; $T_1^+ = 400к$; $T_2^+ = 500к$

$\eta_1/\eta_2 = ?$ Решение:

$$\eta_1/\eta_2 = \frac{(Q_1^+ - Q^-)Q_2^+}{(Q_2^+ - Q^-)Q_1^+} \approx \frac{(T_1^+ - T^-)T_2}{(T_2^+ - T^-)T_1}$$

$= 0,625$

6.4 Дано: изохорный нагрев : $V = const$

$m = 2г$, газ H_2 , $p \to 3p$; $\Delta S = ?$

Решение:

$TdS = dU + pdV$. так как $V = const \Rightarrow$

$\Rightarrow TdS = dU$; $U_1 = \frac{5}{2}\frac{m}{\mu}RT$;

$U_2 = \frac{15}{2}\frac{m}{\mu}RT \Rightarrow \int_{S_1}^{S_2} TdS = \int_{U_1}^{U_2} dU \Rightarrow$

$T\Delta S = U_2 - U_1 \Rightarrow \cancel{T}\Delta S = 5\frac{m}{\mu}R\cancel{T}$

$\Delta S = \frac{5mR}{\mu} = 83,1$ Дж/К

40. Основные соотношения релятивистской динамики

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

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

m_0 — ***масса покоя*** частицы, т.е. масса, измеренная в той инерциальной системе отсчета, в которой частица находится в покое.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

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

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

Основной закон релятивистской динамики:

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

Законы классической динамики получаются из законов релятивистской динамики в предельном случае $\upsilon << c$ (или $c \to \infty$). Т.о. *классическая механика – это механика макротел, движущихся с малыми скоростями (по сравнению со скоростью света в вакууме).*

Полная энергия тела массы m:

$$E = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Соотношение $E = mc^2$ носит универсальный характер, оно применимо ко всем формам энергии, т.е. можно утверждать, что с энергией, какой бы формы она не была, связана масса $m = E/c^2$ и, наоборот, со всякой массой связана энергия. Покоящееся тело обладает энергией: $E_0 = m_0c^2$, называемой ***энергией покоя***.

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

Кинетическая энергия: $K = E - E_0 = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$.

Релятивистское соотношение между полной энергией и импульсом тела:

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

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

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

Основной вывод теории относительности — *пространство и время органически взаимосвязаны и образуют единую форму существования материи — пространство-время.*

44. Интерференция волн.

Когерентностью называется согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

Две волны называются ***когерентными***, если разность их фаз не зависит от времени.

Гармонические волны, имеющие одинаковую частоту, когерентны всегда.

Интерференцией волн называется явление наложения волн, при котором происходит устойчивое во времени их взаимное усиление в одних точках пространства и ослабление в других в зависимости от соотношения между фазами этих волн.

Рассмотрим наложение двух когерентных сферических волн, возбуждаемых точечными источниками, колеблющимися с одинаковыми амплитудой A_0, частотой ω и постоянной разностью фаз:

$$\xi_1 = \frac{A_0}{r_1}\cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1), \qquad \xi_2 = \frac{A_0}{r_2}\cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2)$$

где r_1 и r_2 — расстояния от источников до рассматриваемой точки, k — волновое число, φ_1 и φ_2 — начальные фазы волн.

Амплитуда результирующей волны

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\Delta\varphi) = A_0^2\left\{\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{2}{r_1r_2}\cos[k(r_1 - r_2) - (\varphi_1 - \varphi_2)]\right\}$$

Поскольку для когерентных источников $\varphi_1 - \varphi_2 = const$, то результат интерференции двух волн зависит от величины $(r_1 - r_2)$, называемой ***разностью хода***.

***Интерференционный* максимум** $\left(A = \frac{A_0}{r_1} + \frac{A_0}{r_2}\right)$ наблюдается в точках, где $k(r_1 - r_2) - (\varphi_1 - \varphi_2) = \pm 2m\pi \qquad (m = 0, 1, 2, \ldots)$.

Числа $(m = 0, 1, 2, \ldots)$ называются ***порядком интерференционного максимума.***

***Интерференционный* минимум** $\left(A = \left|\frac{A_0}{r_1} - \frac{A_0}{r_2}\right|\right)$ наблюдается в точках, где $k(r_1 - r_2) - (\varphi_1 - \varphi_2) = \pm(2m+1)\pi \qquad (m = 0, 1, 2, \ldots)$.

Числа $(m = 0, 1, 2, \ldots)$ называются ***порядком интерференционного минимума***.

45. Стоячие волны.

Особым случаем интерференции являются стоячие волны.

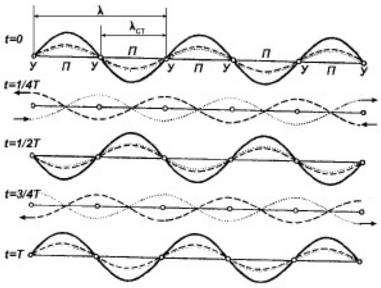
Стоячие волны — это волны, образующиеся при наложении двух бегущих волн, распространяющихся навстречу друг другу с одинаковыми частотами и амплитудами.

Пусть две плоские бегущие волны с одинаковыми амплитудами и частотами распространяются навстречу друг другу вдоль оси x:

$$\xi_1 = A\cos(\omega t - kx), \qquad \xi_2 = A\cos(\omega t + kx)$$

Сложив эти уравнения, с учетом $\cos(\alpha \pm \beta) = \cos\alpha\cos\beta \mp \sin\alpha\sin\beta$ и $k = 2\pi/\lambda$, получим ***уравнение стоячей волны***:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A\cos kx\cos\omega t = 2A\cos\frac{2\pi x}{\lambda}\cos\omega t$$



В точках среды, где

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm m\pi$$

$$(m = 0, 1, 2, \ldots)$$

амплитуда стоячей волны достигает максимального значения $A_{CT} = 2A$.

Такие точки называются ***пучностями стоячей волны***.

Координаты пучностей:

$$x_П = \pm m\frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, \ldots)$$

В точках среды, где

$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm\left(m + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (m = 0, 1, 2, \ldots)$, амплитуда стоячей обращается в нуль $A_{CT} = 0$. Такие точки называются ***узлами стоячей волны***.

Координаты узлов: $\qquad x_У = \pm\left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \ldots)$.

Расстояния между двумя соседними узлами и между двумя соседними пучностями одинаковы и равны половине длины волны λ бегущих волн. Эту величину называют ***длиной стоячей волны***: $\lambda_{CT} = \frac{\lambda}{2}$.

1. Специальная теория относительности. Постулаты Эйнштейна. Преобразования Лоренца.
2. Момент силы относительно оси. Момент импульса механической системы относительно неподвижной оси. Основное уравнение динамики вращательного движения.
3. Водяной пар расширяется при постоянном давлении. Определить работу расширения, если пару передано количество теплоты **6 кДж**.
4. Идеальный газ, показатель адиабаты которого **γ**, расширяют так, что сообщаемое газу тепло равно убыли его внутренней энергии. Найти молярную теплоемкость газа в этом процессе.

Билет 26.3 Дано: $p = const$, $Q = 5000$ Дж

$A = ?$ Решение:

$$Q = \Delta U + A \; ; \quad Q = \left(\frac{i}{2} + 1\right)\frac{m}{M}RT \; ; \quad A = \frac{m}{M}RT \Rightarrow$$

$$\Rightarrow A = \frac{2Q}{i+2} =$$

26.4 Дано: γ, $-Q = \Delta U$, $c = ?$ Решение:

$$\delta Q = -dU \; ; \quad \frac{\delta Q}{dT} = -\frac{dU}{dT} = -C_V = -\frac{i}{2}R$$

$$\gamma i = i + 2 \Rightarrow i = \frac{2}{\gamma - 1} \Rightarrow c = -C_V = -\frac{R}{\gamma - 1}$$

процесс изохорный

38. **<u>Постулаты Эйнштейна.</u>**

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

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

39. Преобразования Лоренца.

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

$$x = \frac{x' + \upsilon t'}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

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

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

Эти соотношения — ***преобразования Лоренца*** — при $\upsilon << c$ переходят в преобразования Галилея.

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

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

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

$$\tau' = t_2' - t_1' = \frac{t_2 - \upsilon x / c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{t_1 - \upsilon x / c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\tau}{\sqrt{1-\beta^2}} > \tau$$

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

Рассмотрим стержень, расположенный вдоль оси x' и покоящийся относительно системы O'. Его длина в системе O' будет $l_0' = x_2' - x_1'$. Чтобы определить длину $l = x_2 - x_1$ этого стержня в системе O, относительно которой он движется со скоростью v, измерим координаты его концов x_1 и x_2 в один и тот де момент времени t.

$$l_0' = x_2' - x_1' = \frac{x_2 - \upsilon t}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{x_1 - \upsilon t}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l}{\sqrt{1-\beta^2}} > l$$

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

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

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

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

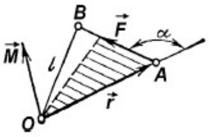
$$s_{12} = \sqrt{c^2 (t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2},$$

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

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

23. Момент силы.

Моментом силы $\vec{F}$ **относительно неподвижной точки** O называется физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-



вектора $\vec{r}$, проведенного из точки O в точку A приложения силы, на силу $\vec{F}$:

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]$$

Модуль момента силы: $M = Fr\sin\alpha = Fl$, где $l = r\sin\alpha$ — ***плечо силы*** — кратчайшее расстояние между линией действия силы и точкой O; α — угол между $\vec{r}$ и $\vec{F}$.

Моментом силы относительно неподвижной оси z — называется *скалярная* величина M_z, равная проекции на эту ось вектора $\vec{M}$ момента силы, определенного относительно произвольной точки O данной оси z. Значение момента не зависит от выбора положения точки O на оси z.

24. Основное уравнение динамики вращательного движения твердого тела.

При повороте тела под действием силы $\vec{F}$ на бесконечно малый угол $d\varphi$ точка приложения силы A проходит путь $ds = rd\varphi$ и работа равна:

$$dA = F\sin\alpha\, r\, d\varphi = M_z d\varphi.$$

Работа вращения тела идет на увеличение его кинетической энергии:

$$dA = dK = d\left((J_z\omega^2)/2\right) = J_z\omega\, d\omega$$

Тогда $M_z d\varphi = J_z\omega\, d\omega$, или $M_z \frac{d\varphi}{dt} = J_z\omega \frac{d\omega}{dt}$, откуда

уравнение динамики вращательного движения твердого тела: $\quad M_z = J_z \cdot \beta$

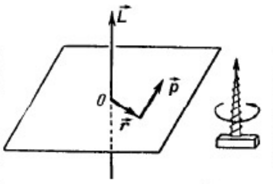
Если ось вращения совпадает с главной осью инерции, проходящей через центр масс, то имеет место векторное равенство: $\quad \vec{M} = J \cdot \vec{\beta}$

где J — ***главный момент инерции тела*** (момент инерции относительно главной оси).

25. Момент импульса и закон его сохранения.

Моментом импульса (количества движения) ***материальной точки*** A ***относительно неподвижной точки*** O называется физическая величина, определяемая векторным произведением:

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{\upsilon}]$$



Моментом импульса относительно неподвижной оси z называется скалярная величина L_z, равная проекции на эту ось вектора момента импульса, определенного относительно произвольной точки O данной оси. Значение момента импульса L_z не зависит от положения точки O на оси z.

При вращении абсолютно твердого тела вокруг неподвижной оси каждая точка тела движется *по окружности* постоянного радиуса $\vec{r}_i$ со скоростью $\vec{\upsilon}_i$ *перпендикулярной* радиусу. Момент импульса отдельной частицы равен $L_{iz} = m_i\upsilon_i r_i$ и направлен по оси в сторону, определяемую правилом правого винта (совпадает с направлением вектора угловой скорости $\vec{\omega}$).

Момент импульса твердого тела относительно оси есть сумма моментов импульса отдельных частиц: $\quad L_z = \sum_{i=1}^{n} m_i\upsilon_i r_i = \sum_{i=1}^{n} m_i\omega r_i^2 = J_z\omega$

Продифференцируем по времени: $\quad \frac{dL_z}{dt} = J_z\frac{d\omega}{dt} = J_z\beta = M_z$

В векторной форме: $\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \dot{\vec{L}}$ — **еще одна форма *уравнения динамики вращательного движения* твердого тела.**

В замкнутой системе момент внешних сил $\vec{M} = 0$, следовательно и $\dot{\vec{L}} = 0$.

Закон сохранения момента импульса: *момент импульса замкнутой системы сохраняется, т.е. не изменяется с течением времени*: $\quad \vec{L} = const$

Это — фундаментальный закон природы. Он является следствием *изотропности пространства*: инвариантность физических законов относительно выбора направления осей координат системы отсчета.

При равномерном вращении твердого тела относительно некоторой оси z закон сохранения момента импульса $\vec{L} = const$ равносилен: $\quad J_z\omega = const$.

1. Энергия упругой волны. Объемная плотность энергии волны.
2. Энтропия как функция состояния термодинамической системы. Третье начало термодинамики.
3. Определить среднее значение полной кинетической энергии одной молекулы гелия, кислорода и водяного пара при температуре **280 K**.
4. 3 моля одноатомного идеального газа охлаждаются от T_1 до T_2. В процессе охлаждения газа давление изменяется по закону $P=P_0$*e^(T*/T). Найти количество теплоты, отданное газом при охлаждении.

Билет 6. ① Дано: He, O_2, H_2O $\langle E_k \rangle$ - ? 1

Решение: $T = 280$ K.

$\langle E_k \rangle_{He} = \frac{3}{2} kT$ $\langle E_k \rangle_{O_2} = \frac{5}{2} kT$ $\langle E_k \rangle = \frac{6}{2} kT$

$\langle E_k \rangle = \frac{i}{2} kT$.

② Дано: $\nu = 3$ моль, $T_1 \xrightarrow[\text{охл}]{} T_2$ $p = p_0 e^{T^*/T}$ $T^* = const$.

Найти: $Q_{отд}$?

Решение: $\Delta Q = \Delta U + A$ $\delta Q = dU + pdV$

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV = \int_{V_1}^{V_2} p_0 e^{T^*/T} dV = \left\{ p_0 e^{T^*/T} = \frac{\nu R T_1}{V} \right\} =$$

$$= \nu R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = \begin{cases} p_1 V_1 = p_0 e^{T^*/T_1} V_1 = \nu R T_1 \\ p_2 V_2 = p_0 e^{T^*/T_2} V_2 = \nu R T_2 \end{cases} \Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1} e^{\frac{T^*}{T_1} - \frac{T^*}{T_2}}$$

$$= \nu R T_1 \ln \frac{T_2}{T_1} \cdot e^{T^*/T_1 - T^*/T_2} = A$$

$$\Delta U = \nu \frac{i}{2} R \Delta T = \nu \frac{i}{2} R (T_2 - T_1)$$

$Q = \Delta U + A$.

§ 98. Энергия упругой волны

Пусть в некоторой среде распространяется в направлении оси x плоская продольная волна

$$\xi = a \cos(\omega t - kx + \alpha). \quad (98.1)$$

Выделим в среде элементарный объем ΔV, настолько малый, чтобы скорость движения и деформацию во всех точках этого объема можно было считать одинаковыми и равными, соответственно, $\partial\xi/\partial t$ и $\partial\xi/\partial x$.

Выделенный нами объем обладает кинетической энергией

$$\Delta W_k = \frac{\rho}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 \Delta V \quad (98.2)$$

($\rho\,\Delta V$ — масса объема, $\partial\xi/\partial t$ — его скорость).

Согласно формуле (25.4) 1-го тома рассматриваемый объем обладает также потенциальной энергией упругой деформации

$$\Delta W_p = \frac{E\varepsilon^2}{2} \Delta V = \frac{E}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \Delta V$$

($\varepsilon = \partial\xi/\partial x$ — относительное удлинение цилиндра, E — модуль Юнга среды). Заменим в соответствии с (97.7) модуль Юнга через ρv^2 (ρ — плотность среды, v — фазовая скорость волны). Тогда выражение для потенциальной энергии объема ΔV примет вид

$$\Delta W_p = \frac{\rho v^2}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \Delta V. \quad (98.3)$$

Выражения (98.2) и (98.3) в сумме дают полную энергию

$$\Delta W = \Delta W_k + \Delta W_p = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 + v^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right] \Delta V.$$

Разделив эту энергию на объем ΔV, в котором она содержится, получим плотность энергии

$$w = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 + v^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right]. \quad (98.4)$$

Дифференцирование уравнения (98.1) один раз по t, другой раз по x дает

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -a\omega \sin(\omega t - kx + \alpha), \quad \frac{\partial \xi}{\partial x} = ka \sin(\omega t - kx + \alpha).$$

Подставив эти выражения в формулу (98.4) и приняв во внимание, что $k^2 v^2 = \omega^2$, получим

$$w = \rho a^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx + \alpha). \quad (98.5)$$

В случае поперечной волны для плотности энергии получается такое же выражение.

Из (98.5) следует, что плотность энергии в каждый момент времени в разных точках пространства различна. В одной и той же точке плотность энергии изменяется со временем по закону квадрата синуса. Среднее значение квадрата синуса равно 1/2. Соответственно среднее по времени значение плотности энергии в каждой точке среды равно

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2. \quad (98.6)$$

41. Энтропия.

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

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

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Следовательно, подынтегральное выражение есть полный дифференциал некоторой функции, которая определяется только начальным и конечным состояниями системы и не зависит от пути, каким система пришла в это состояние.

Энтропией S называется функция состояния системы, дифференциалом которой является $\delta Q/T$:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Т.о. первое начало термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$ можно записать в виде

$$TdS = dU + \delta A,$$

откуда $\delta A = TdS - dU = d(TS) - SdT - dU = -d(U - TS) - SdT = -dF - SdT$

Функция $F = U - TS$ является функцией состояния системы и называется ***энергией Гельмгольца*** или ***свободной энергией***.

46. Третье начало термодинамики.

Третье начало термодинамики — **теорема Нернста–Планка** — постулирует поведение термодинамических систем при нуле Кельвина (абсолютном нуле): **энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к нулю Кельвина.**

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

Теплоемкости C_V и C_p при $T = 0\,K$ равны нулю, поскольку:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}, \; C = \frac{dQ}{dT}, \; S(p = const, T) = \int_0^T \frac{C_p(T)\,dT}{T}, \; S(V = const, T) = \int_0^T \frac{C_V(T)\,dT}{T}$$

1.5 Лекция 5

1. Интервал между событиями в релятивистской механике
2. Внутренняя энергия термодинамической системы. Теплота и работа. Первое начало термодинамики.
3. На какой высоте над поверхностью Земли атмосферное давление вдвое меньше, чем на ее поверхности? Считать, что температура воздуха равна **280К** и не изменяется с высотой.
4. Два физических маятника совершают малые колебания вокруг одной оси с частотами υ_1 и υ_2. Моменты инерции этих маятников относительно данной оси равны соответственно I_1 и I_2. Маятники жестко соединили друг с другом. Определить частоту малых колебаний составного маятника.

27. Первое начало термодинамики.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

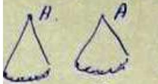
$$s_{12} = \sqrt{c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2},$$

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

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

Билет 8 ④ Дано: I_1, I_2, ν_1, ν_2

Найти T



Решение.

I_1 ν_1 I_2 ν_2

$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgS}} = \frac{1}{\nu}$

$E_1 = \frac{I_1\omega_1^2}{2}$ $\omega_1 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu_1$ $\omega_1 = \sqrt{\frac{m_1 g L_1}{I_1}}$

$E_2 = \frac{I_2\omega_2^2}{2}$ $\omega_2 = \frac{2\pi}{T_2} = 2\pi\nu_2$ $\omega_2 = \sqrt{\frac{m_2 g L_2}{I_2}}$

$I_0 = I_1 + I_2$

$E_0 = E_1 + E_2$ – ???? $\frac{I_1\omega_1^2}{2} + \frac{I_2\omega_2^2}{2} = \frac{I_0(2\pi\nu_{общ})^2}{2}$

Билет 10.3 Дано: $T = 280\,K = const$, $n = 2$; $h = ?$ Решение:

$p(h) = p_0 e^{-\frac{mgh}{\nu RT}}$; $\frac{p(h)}{p_0} = \frac{1}{n}$; $\Rightarrow$

$\Rightarrow e^{mgh/RT\nu} = n \Rightarrow h = \frac{\nu RT \ln(n)}{mg} \approx 5670$

1. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа.
2. Кинематика материальной точки, ее скорость и ускорение.
3. Обруч и сплошной диск, имеющие одинаковые массы и радиусы, катятся без скольжения с одинаковой скоростью. Найти отношение кинетических энергий этих тел.
4. Найти КПД цикла, состоящего из двух изобар и двух адиабат, если в пределах цикла давление изменяется в **n** раз. Рабочее вещество – идеальный газ с показателем адиабаты γ.

10. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов.

Пусть в сосуде объемом V находится идеальный газ массой m, состоящий из N молекул массой m_0, движущихся с одинаковыми скоростями υ. Концентрация молекул в газе по определению $n = N/V$.

Если при соударениях со стенками за время Δt элементарной площадке ΔS стенки сосуда передается импульс ΔP, то ***давление*** газа, оказываемое им на стенку сосуда $p = \frac{\Delta P}{\Delta t \Delta S}$.

При каждом соударении молекула, движущаяся перпендикулярно стенке, передает ей ***импульс*** $2m_0\upsilon$. В среднем по направлению к стенке движется $1/6$ часть всех молекул. (Если рассмотреть три взаимно перпендикулярные оси, то в среднем только $1/3$ молекул движется вдоль одной из осей и только половина из них $1/2(1/3)$ вдоль данного направления.) Поэтому, за время Δt площадки ΔS достигнут $\frac{1}{6}n\Delta S\upsilon\Delta t$ молекул и передадут ей импульс $\Delta P = \frac{1}{3}nm_0\upsilon^2\Delta S\Delta t$.

Давление, оказываемое газом на стенку сосуда: $p = \frac{1}{3}nm_0\upsilon^2$.

Если газ в объеме V содержит N молекул, движущихся со скоростями $\upsilon_1, \upsilon_2, \ldots, \upsilon_N$, то целесообразно рассматривать ***среднюю квадратичную скорость***, которая определяется как

$$\langle \upsilon_{кв} \rangle^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\upsilon_i^2 = \frac{1}{N}\int_0^{\upsilon_{max}}\upsilon^2 dN_\upsilon$$

и характеризует всю совокупность молекул газа.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов:

$$p = \frac{1}{3}nm_0\langle \upsilon_{кв} \rangle^2$$

Другие варианты записи этого уравнения с учетом соотношений $n = N/V$ и $m = Nm_0$ $\Longrightarrow$

$$pV = \frac{1}{3}Nm_0\langle \upsilon_{кв} \rangle^2$$

$$pV = \frac{1}{3}N2\frac{m_0\langle \upsilon_{кв} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3}E$$

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

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

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

4. Ускорение.

Ускорение $\vec{a}$ (от лат. *acceleratio*) — это векторная величина, характеризующая быстроту изменения скорости по модулю и направлению.

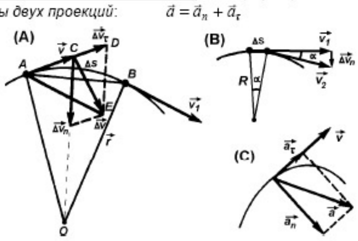
Среднее ускорение в интервале времени Δt — векторная величина, равная отношению изменения скорости $\Delta\vec{\upsilon}$ к интервалу времени Δt: $\langle \vec{a} \rangle = \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}$

Мгновенное ускорение материальной точки — векторная величина, равная первой производной по времени скорости рассматриваемой точки (второй производной по времени от радиуса-вектора этой же точки):

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \dot{\vec{\upsilon}} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \ddot{\vec{r}}$$

Единица ускорения — м/с^2.

В общем случае плоского криволинейного движения вектор ускорения удобно представить в виде *суммы двух проекций*: $\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau$



Тангенциальное ускорение $\vec{a}_\tau$ характеризует быстроту изменения скорости по модулю (рис.(A)), его величина:

$$a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}$$

Нормальное (центростремительное) ускорение $\vec{a}_n$ направлено по нормали к траектории к центру ее кривизны O и характеризует *быстроту изменения направления* вектора скорости точки. Величина нормального ускорения a_n связана со скоростью υ движения по кругу и величиной радиуса R (рис.(B)). Пусть $|\upsilon_1| = |\upsilon_2| = \upsilon$. Тогда для $\alpha \to 0$: $\Delta\upsilon_n = \upsilon\sin\alpha \approx \upsilon\cdot\alpha$, $\Delta s = \upsilon\cdot\Delta t \approx R\cdot\alpha \Rightarrow \alpha \approx (\upsilon\cdot\Delta t)/R$, отсюда:

$$\Delta\upsilon_n \approx \frac{\upsilon^2}{R}\Delta t \Rightarrow \frac{\Delta\upsilon_n}{\Delta t} = \frac{\upsilon^2}{R} \Rightarrow a_n = \frac{d\upsilon_n}{dt} = \frac{\upsilon^2}{R}$$

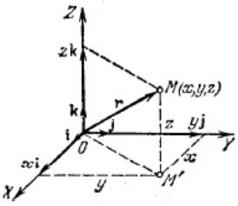
Величина ***полного*** *ускорения* (рис.(C)): $a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}$.

Наиболее употребительная система координат — ***декартовая*** — ортонормированный базис которой образован тремя единичными по модулю и взаимно ортогональными векторами $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$, проведенными из начала координат.

Положение произвольной точки M характеризуется ***радиусом-вектором*** $\vec{r}$, соединяющим начало координат O с точкой M.

$$\vec{r} = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k}, \qquad |\vec{r}| = r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

Движение материальной точки полностью определено, если декартовы координаты материальной точки заданы в зависимости от времени t (от лат. *tempus*):

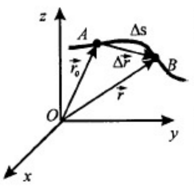


$$x = x(t) \quad y = y(t) \quad z = z(t)$$

Эти уравнения называются ***кинематическими уравнениями движения точки***. Они эквивалентны одному векторному уравнению движения точки: $\vec{r} = \vec{r}(t)$.

Линия, описываемая движущейся материальной точкой (или телом) относительно выбранной системы отсчета называется ***траекторией***. Уравнение траектории можно получить, исключив параметр t из кинематических уравнений.

В зависимости от формы траектории движение может быть ***прямолинейным*** или ***криволинейным.***



Длиной пути точки называется сумма длин всех участков траектории, пройденных этой точкой за рассматриваемый промежуток времени $\Delta s = \Delta s(t)$. Длина пути — ***скалярная*** функция времени.

Вектор перемещения $\Delta\vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ — вектор, проведенный из начального положения движущейся точки в положение ее в данный момент времени (приращение радиуса-вектора точки за рассматриваемый промежуток времени).

$$\Delta\vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0 = \vec{r}(t) - \vec{r}(t_0) = \Delta x \cdot \vec{i} + \Delta y \cdot \vec{j} + \Delta z \cdot \vec{k}$$

В пределе $\Delta t \to 0$ длина пути по хорде Δs и длина хорды $\Delta r = |\Delta\vec{r}|$ будут все меньше отличаться: $ds = |d\vec{r}| = dr$.

В ***прямоугольной декартовой системе*** координат каждый вектор $\vec{a}$ можно однозначно представить в виде $\vec{a} = a_x\vec{i} + a_y\vec{j} + a_z\vec{k}$, где $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ — единичные векторы (***орты***) по осям координат x, y, z. Числа a_x, a_y, a_z называются *прямоугольными декартовыми* ***координатами*** вектора $\vec{a}$.

3. Скорость

Скорость — это *векторная* величина, которая определяет как быстроту движения, так и его направление в данный момент времени.

Вектором средней скорости $\vec{\upsilon}$ (от лат. *velocitas*): за интервал времени Δt называется отношение приращения $\Delta\vec{r}$ радиуса-вектора точки к промежутку времени Δt

$$\langle\vec{\upsilon}\rangle = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$$

Направление вектора средней скорости совпадает с направлением $\Delta\vec{r}$.

Единица скорости — м/с.

Мгновенная скорость — векторная величина, равная первой производной по времени от радиуса-вектора $\vec{r}$ рассматриваемой точки:

$$\vec{\upsilon} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}}$$

Вектор мгновенной скорости направлен по *касательной* к траектории в сторону движения. Модуль мгновенной скорости (*скалярная* величина) равен первой производной пути по времени.

$$\upsilon = |\vec{\upsilon}| = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{|\Delta\vec{r}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}$$ (Отсюда: $ds = \upsilon\, dt$.)

<u>При неравномерном движении</u> модуль мгновенной скорости с течением времени изменяется. Поэтому можно ввести *скалярную* величину $\langle\upsilon\rangle$ — ***среднюю скорость неравномерного движения*** (другое название — *средняя путевая скорость*).

$$\langle\upsilon\rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

Длина пути s, пройденного точкой за промежуток времени от t_1 до t_2, задается интегралом:

$$s = \int_{t_1}^{t_2} \upsilon(t)\,dt$$

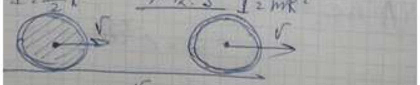
При ***прямолинейном движении*** точки направление вектора скорости сохраняется неизменным.

Движение точки называется ***равномерным***, если модуль ее скорости не изменяется с течением времени $(\upsilon = const)$, для него

$$s = \upsilon \cdot \Delta t$$

Если модуль скорости увеличивается с течением времени, то движение называется ***ускоренным***, если же он убывает с течением времени, то движение называется ***замедленным***.

$I = \frac{m}{2}R^2$ №12.3 $I = mR^2$



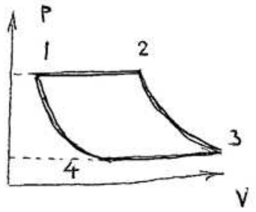
$\omega = \frac{v}{R}$

$E_{кин1} = \frac{mv^2}{2} + \frac{\frac{mR^2}{2}\cdot\frac{v^2}{R^2}}{2} = \frac{3mv^2}{4}$

$E_{кин2} = \frac{mv^2}{2} + \frac{mR^2\cdot\frac{v^2}{R^2}}{2} = mv^2$

22.4 Дано: $p \to np \to p$, γ; $\eta = ?$

Решение:



$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

$$Q_1 = C_p(T_2 - T_1)$$

$$Q_2 = C_p(T_3 - T_4)$$

$$T_1^{\gamma} p_1^{1-\gamma} = T_4^{\gamma} p_4^{1-\gamma}$$

$$T_2^{\gamma} p_2^{1-\gamma} = T_3^{\gamma} p_3^{1-\gamma}$$

откуда $T_1 = T_4 n^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$; $T_2 = T_3 n^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$

$$\eta = 1 - \frac{T_3 - T_4}{T_2 - T_1} = 1 - \frac{(T_3 - T_4)}{n^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}(T_3 - T_4)} =$$

$$= \frac{n^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 1}{n^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}}$$

1. Механическая система и ее центр масс. Уравнение изменения импульса механической системы.
2. Максвелловское распределение молекул по скоростям.
3. Найти потенциальную энергию тела массой **m = 400 кг** на расстоянии **r = 7600 км** от центра Земли. Величину потенциальной энергии на бесконечно большом расстоянии считать равной нулю. Радиус Земли **R = 6400 км**.
4. Во сколько раз следует увеличить изотермически объем идеального газа в количестве **3 молей**, чтобы изменение энтропии стало равно **16 Дж/кг**?

Билет <u>19.3</u> Дано: $r = 6600$ км $R = 6400$ км

$m = 200$ кг. $E_{пот} = ?$ Решение:

$$E_{пот} = -\int dA = \int -(\overline{F}; \overline{dx}) = \int + G\frac{Mm}{x^2}dx =$$

$$= + GMm\int_{R+r}^{\infty}\frac{dx}{x^2} = \frac{GMm}{R+r} = gm(R+r) = 25 \text{ МДж}$$

<u>19.4</u> Дано: $\nu = 2$ моль, $\Delta S = 12$ Дж/кг, $\frac{V_2}{V_1} = ?$

Решение: $TdS = dU + pdV$, $T = const$

тогда: $dU = 0 \Rightarrow TdS = pdV$

$$p_1V_1 = pV \Rightarrow p = \frac{p_1V_1}{V} \Rightarrow TdS = \frac{p_1V_1}{V}dV$$

$$p_1V_1 = \nu RT_1 = \nu RT; \quad \int_{S_1}^{S_2} TdS = \nu RT\int_{V_1}^{V_2}\frac{dV}{V} \Rightarrow$$

$$T\Delta S = \nu RT \ln\frac{V_2}{V_1} \Rightarrow \Delta S = \nu R \ln\frac{V_2}{V_1}$$

$$\frac{V_2}{V_1} = e^{\Delta S/\nu R} =$$

14. <u>Закон сохранения импульса</u>

Импульс замкнутой системы не изменяется с течением времени (сохраняется):

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

Закон сохранения импульса <u>является следствием однородности пространства:</u> при параллельном переносе в пространстве замкнутой системы тел как целого ее физические свойства не изменяются (не зависят от выбора положения начала координат инерциальной системы отсчета).

15. <u>Закон движения центра масс.</u>

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

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

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

В этом случае импульс системы: $\vec{p} = m\frac{d\vec{r}_C}{dt} = m\vec{v}_C$

<u>Закон движения центра масс</u>: центр масс системы движется как материальная точка, в которой сосредоточена масса всей системы и на которую действует сила, равная геометрической сумме всех внешних сил, действующих на систему.

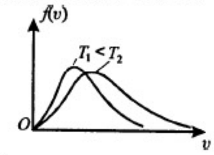
$$m\frac{d\vec{v}_C}{dt} = \sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i$$

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

12. <u>Закон Максвелла о распределении молекул идеального газа по скоростям.</u>

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

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



<u>Закон Максвелла:</u>

$$f(v) = 4\pi\left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{m_0v^2}{2kT}\right)$$

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

1.6 Лекция 6

1. Упругие волны в стержнях. Волновое уравнение.
2. Цикл Карно. Коэффициент полезного действия идеальной тепловой машины.
3. Материальная точка массой **2 г**, двигаясь равномерно описывает четверть окружности радиусом **1,6 см** в течение **0,3 с**. Найти изменение импульса материальной точки.

4. Газ массой m и молярной массой M находится под давлением P между двумя одинаковыми горизонтальными пластинами. Температура газа растет линейно от T_1 у нижней пластины до T_2 у верхней. Найти объём газа между пластинами.

Билет 7.3 Дано: $m = 1г$; $R = 1{,}2 см$; $\Delta t = 0{,}2 с$; $\Delta p = ?$ Решение:

$$\Delta p = F\Delta t = \frac{m\upsilon^2 \Delta t}{R}; \quad \upsilon = \frac{S}{\Delta t} = \frac{\pi R}{2\,\Delta t} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \Delta p = \frac{m\pi^2 R}{4\Delta t} = 1{,}48 \cdot 10^{-4}\ \frac{кг \cdot м}{с}$$

② Дано: m, M, P, T_1, T_2, $T\uparrow$ линейно.

Найти: V

T_2, P, m, M, V, dT, T_1

$$pV = \frac{m}{\mu}RT \to dT \to pV = \frac{m}{\mu}R\int_{T_1}^{T_2} dT \to$$

$$\to pV = \frac{m}{\mu}R(T_2 - T_1) \to$$

$$V = \frac{mR(T_2 - T_1)}{V\mu}$$

§ 96. Волновое уравнение

Уравнение любой волны является решением дифференциального уравнения, называемого волновым. Чтобы установить вид волнового уравнения, сопоставим вторые частные производные по координатам и времени от функции (95.6), описывающей плоскую

$$\xi(x,\ y,\ z;\ t) = a\cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \alpha). \qquad (95.6)$$

волну. Продифференцировав эту функцию дважды по каждой из переменных, получим

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 a\cos(\omega t - \mathbf{kr} + \alpha) = -\omega^2 \xi,$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -k_x^2 a\cos(\omega t - \mathbf{kr} + \alpha) = -k_x^2 \xi,$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = -k_y^2 a\cos(\omega t - \mathbf{kr} + \alpha) = -k_y^2 \xi,$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = -k_z^2 a\cos(\omega t - \mathbf{kr} + \alpha) = -k_z^2 \xi.$$

Сложение производных по координатам дает

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = -(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)\,\xi = -k^2 \xi. \qquad (96.1)$$

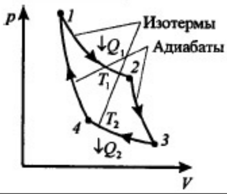
Сопоставив эту сумму с производной по времени и заменив k^2/ω^2 через $1/v^2$ (см. (94.7)), получим уравнение

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \qquad (96.2)$$

Это и есть волновое уравнение. Его можно написать в виде

$$\Delta \xi = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \qquad (96.3)$$

49. Цикл Карно.



***Наиболее экономичный** обратимый круговой процесс*, состоящий из двух изотерм и двух адиабат.

Рассмотрим ***прямой цикл Карно***, в котором в качестве рабочего тела используется идеальный газ, заключенный в сосуд с подвижным поршнем.

Последовательные термодинамические процессы в цикле Карно

1-изотерма-2-адиабата-3-изотерма-4-адиабата-1:

Изотермическое расширение 1—2 $T = const;\quad V_2 > V_1$	$A_{12} = \frac{m}{\mu}RT_1 \ln\frac{V_2}{V_1} = Q_1$
Адиабатическое расширение 2—3 $\delta Q = 0;\quad T_2 < T_1$	$A_{23} = -\frac{m}{\mu}C_V(T_2 - T_1)$
Изотермическое сжатие 3—4 $T = const;\quad V_4 < V_3$	$A_{34} = \frac{m}{\mu}RT_2 \ln\frac{V_4}{V_3} = -Q_2$
Адиабатическое сжатие $\delta Q = 0;\quad T_1 > T_2$	$A_{41} = -\frac{m}{\mu}C_V(T_1 - T_2) = -A_{23}$

Работа, совершаемая в результате кругового процесса,

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 + A_{23} = Q_1 - Q_2$$

Для адиабат 2–3 и 4–1 уравнения Пуассона: $T_1V_2^{\gamma-1} = T_2V_3^{\gamma-1}$, $T_1V_1^{\gamma-1} = T_2V_4^{\gamma-1}$, откуда $V_1/V_2 = V_3/V_4$.

Используя это, ***термический КПД цикла Карно***:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu}RT_1\ln\frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu}RT_2\ln\frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu}RT_1\ln\frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

действительно определяется только температурами нагревателя и холодильника.

1. Вынужденные колебания. Механический резонанс.
2. Тепловые и холодильные машины. Второе начало термодинамики. Теорема Карно.
3. Уравнения движения частицы имеют вид: **X = Acos(ωt)**, **Y = Bsin(ωt)**; **A,B, ω –** постоянные. Определить ускорение частицы.
4. Определить скорость и ускорение звука в газе. Средняя квадратичная скорость молекул двухатомного идеального газа в условиях опыта равна **120м/с**. Скорость звука определяется по такой-то формуле, считать что газ в волне нагревается изотермически.

Билет 18.3 Дано: $X = a\cos\omega t$, $Y = b\sin\omega$

$a = ?$ Решение:

$v_x = -a\omega\sin\omega t \quad v_y = b\omega\cos\omega t$

$a_x = -a\omega^2\cos\omega t \quad a_y = -b\omega^2\sin\omega t$

$a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2} = \omega\sqrt{a^2\cos^2\omega t + b^2\sin^2\omega t}$

② Дано: Двухатомный $i = 5$ $u - 120$ м/с $= \langle V_{кв} \rangle$

$V = ????$ $T = const$

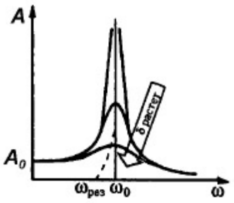
Найти: $V_{вер}$, a в кв;

Решение:

$\langle V_{кв} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = 1{,}22 V_{вер.} - 120$ м/с

28. Резонанс.

Резонансом называется явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты вынуждающей силы (или, в случае электрических колебаний, частоты вынуждающего переменного напряжения) к частоте, равной или близкой собственной частоте колебательной системы.



Амплитуда вынужденных колебаний $A = \dfrac{x_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}}$ имеет максимум при частоте $\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$, которая называется ***резонансной частотой***. (Первая производная знаменателя $(-4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 8\delta^2\omega = 0)$ обращается в нуль при $\omega^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2$.)

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

При $\omega \to 0$, амплитуда достигает предельного значения $A_0 = \dfrac{x_0}{\omega_0^2}$, которое называется ***статическим отклонением***. В случае ***механических*** колебаний $A_0 = \dfrac{F_0}{m\omega_0^2}$. В случае ***электромагнитных*** колебаний: $A_0 = \dfrac{U_m}{L\omega_0^2}$

При $\omega \to \infty$, амплитуда стремится к нулю.

В случае ***малого затухания***, когда $\delta^2 \ll \omega_0^2$, резонансная амплитуда

$$A_{рез} = \frac{x_0}{2\delta\omega_0} = \frac{\omega_0}{2\delta}\frac{x_0}{\omega_0^2} = Q \cdot A_0$$

где Q — добротность колебательной системы, A_0 — статическое отклонение. Таким образом, добротность характеризует резонансные свойства колебательной системы: чем больше Q, тем больше $A_{рез}$.

27. Вынужденные колебания.

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

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

В случае механических колебаний таким фактором является ***вынуждающая сила*** $F = F_0\cos\omega t$. Закон движения для пружинного маятника будет иметь вид

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

В случае электрического колебательного контура роль $X(t)$ играет подводимая к контуру внешняя ЭДС или переменное напряжение $U = U_m\cos\omega t$. Уравнение колебаний в контуре будет иметь вид

$$\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = \frac{U_m}{L}\cos\omega t$$

В общем виде ***дифференциальное уравнение вынужденных колебаний*** имеет вид

$$\ddot{s} + 2\delta\dot{s} + \omega_0^2 s = x_0\cos\omega t$$

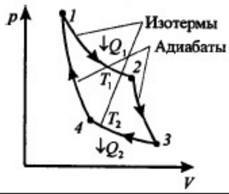
Это уравнение — линейное неоднородное дифференциальное уравнение. Его решение равно сумме общего решения $s = A_0 e^{-\delta t}\cos(\omega t + \varphi)$ однородного уравнения и частного решения неоднородного уравнения. Можно показать, частное решение имеет вид

$$s = A\cos(\omega t + \varphi)$$

где A и φ задаются формулами

$$A = \frac{x_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}}, \quad \varphi = \mathrm{arctg}\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

49. Цикл Карно.



Наиболее экономичный *обратимый круговой процесс*, состоящий из двух изотерм и двух адиабат.

Рассмотрим ***прямой цикл Карно***, в котором в качестве рабочего тела используется идеальный газ, заключенный в сосуд с подвижным поршнем.

Последовательные термодинамические процессы в цикле Карно

1-изотерма-2-адиабата-3-изотерма-4-адиабата-1:

Изотермическое расширение 1—2 $T = const; \quad V_2 > V_1$	$A_{12} = \frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1$
Адиабатическое расширение 2—3 $\delta Q = 0; \quad T_2 < T_1$	$A_{23} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_2 - T_1)$
Изотермическое сжатие 3—4 $T = const; \quad V_4 < V_3$	$A_{34} = \frac{m}{\mu} R T_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2$
Адиабатическое сжатие $\delta Q = 0; \quad T_1 > T_2$	$A_{41} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) = -A_{23}$

Работа, совершаемая в результате кругового процесса,

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 + A_{23} = Q_1 - Q_2$$

Для адиабат 2–3 и 4–1 уравнения Пуассона: $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$, $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$, откуда $V_1/V_2 = V_3/V_4$.

Используя это, ***термический КПД цикла Карно***:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} R T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

действительно определяется только температурами нагревателя и холодильника.

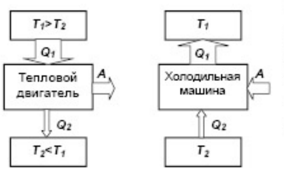
47. Тепловые двигатели и холодильные машины.

Тепловой двигатель — это периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет полученной извне теплоты.

Термостатом называется термодинамическая система, которая может обмениваться теплотой с телами практически без изменения собственной температуры.

Рабочее тело — это тело, совершающее круговой процесс и обменивающееся энергией с другими телами.

Принцип работы теплового двигателя: *от* термостата с более высокой температурой T_1, называемого ***нагревателем***, за цикл *отнимается* количество теплоты Q_1, а термостату с более низкой температурой T_2, называемому ***холодильником***, за цикл *передается* количество теплоты Q_2, при этом *совершается работа* $A = Q_1 - Q_2$.



Термический КПД двигателя:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Чтобы КПД был равен 1, необходимо, чтобы $Q_2 = 0$, а это запрещено вторым началом термодинамики.

Процесс, обратный происходящему в тепловом двигателе, ***используется в холодильной машине:*** от термостата с более низкой температурой T_2 за цикл отнимается количество теплоты Q_2 и отдается термостату с более высокой температурой $T_1 > T_1$. При этом $Q = Q_1 - Q_2 = A$ или $Q_1 = Q_2 + A$

Количество теплоты Q_1, отданное системой термостату T_1, больше количества теплоты Q_2, полученного от термостата T_2 на величину работы, совершенной над системой.

Эффективность холодильной машины характеризует ***холодильный коэффициент*** η' — отношение отнятой от термостата с более низкой температурой количества теплоты Q_2 к работе A, которая затрачивается на приведение холодильной машины в действие:

$$\eta' = \frac{Q_2}{A} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2}$$

45. Второе начало термодинамики.

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

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

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

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

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

48. Теорема Карно

Из всех периодически действующих ***тепловых машин***, имеющих ***одинаковые*** температуры нагревателей T_1 и холодильников T_2, ***наибольшим КПД*** *обладают обратимые машины*. При этом КПД обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей и холодильников, равны друг другу и ***не зависят от природы рабочего тела***, а определяются только температурами нагревателя и холодильника.

1.7 Лекция 7

1. Вектор плотности потока энергии волны. Поток энергии, переносимый волной через поверхность.
2. Статистическое обоснование второго начало термодинамики. Формула Больцмана для статистической энтропии S=k*lnP.
3. При какой температуре **T** вероятная скорость атомов гелия станет равной второй космической скорости **11,2 км/с**?
4. Определить коэффициент диффузии и вязкости, среднюю длину свободного пробега молекул кислорода при давлении **40 кПа** и температуре **17ºC**. Как изменятся найденные величины в результате двукратного уменьшения объема газа при постоянной температуре? Эффективный диаметр молекул кислорода **0,36 нм**.

волна переносит с собой энергию. Количество энергии, переносимое волной через некоторую поверхность в единицу времени, называется **потоком энергии** через эту поверхность. Если через данную поверхность переносится за время dt энергия dW, то поток энергии Φ равен

$$\Phi = \frac{dW}{dt}. \qquad (98.7)$$

Поток энергии — скалярная величина, размерность которой равна размерности энергии, деленной на размерность времени, т. е. совпадает с размерностью мощности. В соответствии с этим Φ измеряется в ваттах, эрг/с и т. п.

Поток энергии в разных точках среды может обладать различной интенсивностью. Для характеристики течения энергии в разных точках пространства вводится векторная величина, называемая **плотностью потока энергии**. Эта величина численно равна потоку энергии через единичную площадку, помещенную в данной точке перпендикулярно к направлению, в котором переносится энергия. Направление вектора плотности потока энергии совпадает с направлением переноса энергии.

Пусть через площадку $\Delta S_\perp$, перпендикулярную к направлению распространения волны, переносится за время Δt энергия ΔW. Тогда плотность потока энергии равна

$$j = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S_\perp} = \frac{\Delta W}{\Delta S_\perp \Delta t} \qquad (98.8)$$

(см. (98.7)). Через площадку $\Delta S_\perp$ (рис. 98.1) будет перенесена за время Δt энергия ΔW, заключенная в объеме цилиндра с основанием $\Delta S_\perp$ и высотой $v\,\Delta t$ (v — фазовая скорость волны). Если размеры цилиндра достаточно малы (за счет малости $\Delta S_\perp$ и Δt) для того, чтобы плотность энергии во всех точках цилиндра можно было считать одинаковой, то ΔW можно найти как произведение плотности энергии w на объем цилиндра, равный $\Delta S_\perp v\,\Delta t$:

$$\Delta W = w\,\Delta S_\perp v\,\Delta t.$$

Подставив это выражение в формулу (98.8), получим для плотности потока энергии:

$$j = wv. \qquad (98.9)$$

Наконец, введя вектор **v**, модуль которого равен фазовой скорости волны, а направление совпадает с направлением распространения волны (и переноса энергии), можно написать

$$\mathbf{j} = w\mathbf{v}. \qquad (98.10)$$

Мы получили выражение для вектора плотности потока энергии. Этот вектор был впервые введен в рассмотрение выдающимся русским физиком Н. А. Умовым и называется **вектором Умова**. Вектор (98.10), как и плотность энергии w, различен в разных точках

Билет 16.3 Дано: $v_{вер} = 11200$ м/с, $T = ?$

решение: $T = \frac{v_{вер}^2 M}{2R} = 30190$ K

16.4 Дано: $p = 40000$ Па, $T = 290$ K, $d = 0{,}36$ н

$V \to \frac{1}{2}V$, $\lambda_1 = ?$, $D_1 = ?$ $\eta_1 = ?$ $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = ?$ $\frac{D_1}{D_2} = ?$

$\eta_1/\eta_2 = ?$ газ - O_2 Решение:

$\lambda_1 = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}$; $p = nkT \Rightarrow \lambda_1 = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 p} =$

$V \to \frac{1}{2}V$; $n \to 2n \Rightarrow \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{1}{2}$

$D_1 = \frac{1}{3}\lambda\langle v\rangle = \frac{kT}{3\sqrt{2}\pi d^2 p}\sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} =$

$D_1/D_2 = \frac{1}{2}$, т.к. $V \to \frac{1}{2}V$

$\eta_1 = \frac{1}{3}\lambda\langle v\rangle\rho$; $pV = \frac{m}{M}RT \Rightarrow \rho = \frac{pM}{RT}$

$\eta_1 = \frac{1}{3}\frac{k}{\sqrt{2}\pi d^2}\sqrt{\frac{8MT}{\pi R}} =$

$V \to \frac{1}{2}V$ $n \to 2n$ $\rho \to 2\rho$

43. Статистическое толкование энтропии.

Термодинамическая вероятность W ***состояния тела или системы*** — это число способов, которыми может быть реализовано данное конкретное термодинамическое состояние (***макросостояние***). Иначе говоря, это число всевозможных *микрораспределений* частиц по координатам и скоростям (***микросостояний***), которыми может быть осуществлено данное макросостояние.

Формула Больцмана: $S = k \ln W$

где k — постоянная Больцмана.

Энтропия системы определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное макросостояние.

Энтропия является мерой неупорядоченности системы, — чем больше число микросостояний, реализующих данное макросостояние, тем больше энтропия.

44. Принцип возрастания энтропии.

Все процессы в замкнутой системе ведут к увеличению её энтропии. В замкнутой системе идут в направлении *от менее вероятных* состояний *к более вероятным*, до тех пор, пока вероятность состояния не станет максимальной. В состоянии равновесия — наиболее вероятного состояния системы — число микросостояний максимально, при этом максимальна и энтропия.

45. Второе начало термодинамики.

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

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

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

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

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

1. Сложение взаимно перпендикулярных гармонических колебаний равных и кратных частот.
2. Теплоемкость идеального газа при изопроцессах.
3. Платформа в виде диска радиусом **3 м** вращается по инерции с частотой **4 об/мин**. На краю платформы стоит человек, масса которого **80 кг**. С какой скоростью будет вращаться платформа, если человек перейдет в ее центр? Момент инерции платформы равен **100 кг·м^2** . Момент инерции человека рассчитывать как для материальной точки.
4. Азот массой m=56 г адиабатически расширили в n=2 раза, а затем изобарно сжали до начального объёма. Определить изменение энтропии газа при его переходе их начального состояния в конечное состояние.

Билет 14.3 Дано: $R = 2м$, $\nu_1 = 0{,}07\ с^{-1}$, $m = 90кг$, $I = 100\ кгм^2$, $\nu_2 = ?$ Решение:

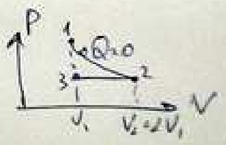
$$\left.\begin{aligned} I_1 &= I + mR^2 \\ I_2 &= I \end{aligned}\right\} \quad ЗСЭ: \frac{\omega_1^2 I_1}{2} = \frac{\omega_2^2 I_2}{2} \Rightarrow$$

$$\omega_2 = \omega_1 \sqrt{\frac{I_1}{I_2}}; \quad \nu_2 = \quad \sqrt{\frac{I + mR^2}{I}}$$

№17.4

Дано: N_2, $m = 0{,}056 [г]$, $n = 2$

$\Delta S = ?$



1-2: $\Delta Q = 0 \Rightarrow \Delta S = 0$

2-3: $\Delta S = \nu C_p \ln \frac{V_2}{V_1}$,

29. __Теплоемкость.__

Удельная теплоемкость вещества c — величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1кг вещества на 1К. *Единица удельной теплоемкости* — Дж/(кг К)

$$c = \frac{\delta Q}{m dT}$$

Молярная теплоемкость C_μ — величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1моль вещества на 1К. *Единица молярной теплоемкости* — Дж/(моль К).

$$C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT}$$

Связь между C_μ ***и*** c***:***

$$C_\mu = c\mu$$

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

18. **<u>Сложение взаимно перпендикулярных гармонических колебаний одинаковой частоты.</u>**

Пусть два гармонических колебания одинаковой частоты ω, происходят во взаимно перпендикулярных направлениях вдоль осей x и y. Для простоты выберем начало отсчета так, чтобы начальная фаза первого колебания была равна нулю:

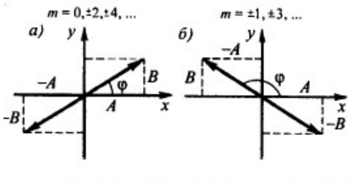
$$x = A\cos\omega t, \qquad y = B\cos(\omega t + \alpha)$$

где α – разность фаз колебаний, а A и B — их амплитуды. Уравнение траектории результирующего колебания (исключая t из уравнений) есть ***уравнение эллипса***, произвольно расположенного относительно координатных осей:

$$\frac{x^2}{A^2} - \frac{2xy}{AB}\cos\alpha + \frac{y^2}{B^2} = \sin^2\alpha$$

и такие колебания называются ***эллиптически поляризованными***.

19. **<u>Линейно поляризованные колебания.</u>**



Если разность фаз $\alpha = m\pi$ $(m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots)$, то эллипс вырождается в отрезок ***прямой***

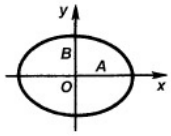
$$y = \pm \tfrac{B}{A} x,$$

где знак плюс соответствует нулю и четным значениям m, а знак минус — нечетным значениям m.

Результирующее колебание является гармоническим колебанием с частотой ω и амплитудой $\sqrt{A^2 + B^2}$ и совершается вдоль прямой, составляющей с осью x угол $\varphi = \mathrm{arctg}(\tfrac{B}{A}\cos m\pi)$. Такие колебания называются **линейно поляризованными колебаниями**.

20. **<u>Циркулярно поляризованные колебания.</u>**

Если разность фаз $\alpha = (2m+1)\frac{\pi}{2}$ $(m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots)$, то в данном случае



уравнение траектории принимает вид:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1$$

Это уравнение эллипса, оси которого совпадают с осями координат, а его полуоси равны соответствующим амплитудам A и B.

<u>Если</u> $A = B$, то эллипс вырождается в окружность, и такие колебания называются ***циркулярно поляризованными*** или ***колебаниями, поляризованными по кругу***.

1. Явление переноса в газах. Диффузия в газах.
2. Адиабатический процесс. Уравнения Пуассона. Теплоемкость при адиабатическом процессе.
3. Водороду массой 10 грамм было передано количество теплоты 40 кДж. При этом его температура изменилась на 200 градусов. Найти изменение внутренней энергии газа и совершенную им работу
4. Определите, на каком расстоянии от центра масс находится ось вращения тонкого однородного стержня L=40 см, чтобы частота колебаний такого физического маятника была максимальной.

№ 18.3

Дано: H_2, $i=5$, $m=0{,}01$ [кг]

$Q=40000$ [Дж]

$\Delta T=200$ [К]

$\Delta U=?$, $A=?$

$\boxed{Q=\Delta U+A}$

$\Delta U=\frac{i}{2}\nu R\Delta T=$

$=\frac{i}{2}\frac{m}{\mu}R\Delta T$

$A=Q-\frac{i}{2}\frac{m}{\mu}R\Delta T$

Ответ: $\Delta U=\frac{i}{2}\frac{m}{\mu}R\Delta T$

$A=Q-\frac{i}{2}\frac{m}{\mu}R\Delta T$

18.4. ℓ, при кот ν – max. Стержень $L=40$ см

$J=\frac{mL^2}{12}+m\ell^2$ $\quad \frac{1}{T}=\nu=\sqrt{\frac{g\ell}{\frac{L^2}{12}+\ell^2}}$

теперь производную ν по ℓ ищем и приравниваем к 0

$\Downarrow$

находим ℓ, при кот ν – max

20. <u>**Явления переноса.**</u>

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

22. <u>**Диффузия.**</u>

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

Перенос массы (диффузия) для химически однородного газа подчиняется **<u>закону Фика</u>:**

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

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

D — ***коэффициент диффузии***,

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

$d\rho/dx$ — градиент плотности, равный скорости изменения плотности на единицу длины x в направлении нормали к этой площадке.

2) <u>Адиабатический процесс. Работа идеального газа в адиабатическом процессе.</u>

◑ **Адиабатный процесс** — процесс, при котором отсутствует теплообмен ($\delta Q=0$) между системой и окружающей средой.

◑ **Уравнение адиабатного процесса (уравнение Пуассона)**

[γ — показатель адиабаты].

$$pV^{\gamma}=\text{const},\quad TV^{\gamma-1}=\text{const},\quad T^{\gamma}p^{1-\gamma}=\text{const}$$

Диаграмма адиабатного процесса (адиабата) в координатах p, V изображается гиперболой (рис. 2.14). На рисунке видно, что адиабата ($pV^{\gamma}=\text{const}$) более крута, чем изотерма ($pV=\text{const}$). Это объясняется тем, что при адиабатном сжатии 1—3 увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объема, как при изотермическом сжатии, но и повышением температуры.

◑ **Показатель адиабаты.**

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

◑ **Работа газа при адиабатном процессе**

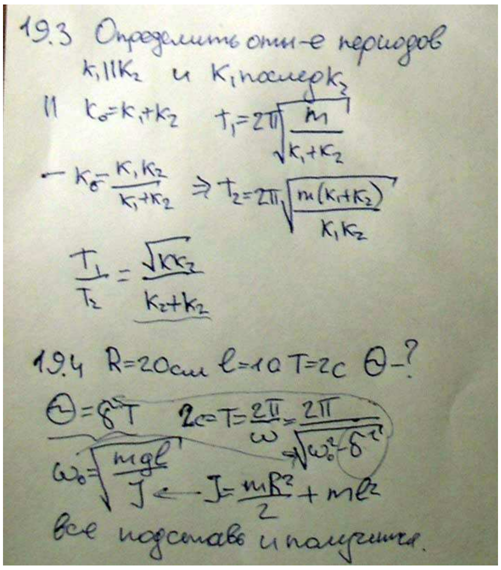
[T_1, T_2 и V_1, V_2 — соответственно начальные и конечные температура и объем газа].

$$A=\frac{m}{M}C_V(T_1-T_2).$$

$$A=\frac{RT_1}{\gamma-1}\frac{m}{M}\left[1-\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right]=\frac{p_1V_1}{\gamma-1}\left[1-\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right]$$

1.8 Лекция 8

1. Уравнение Ван-дер-Вальса. Критическое состояние.
2. Цикл Карно. Коэффициент полезного действия идеальной тепловой машины.
3. Определить отношение периодов вертикальных колебаний груза, висящего на двух одинаковых пружинах, если от последовательного соединения пружин перейти к параллельному их соединию.
4. В диске радиусом 20 см имеется небольшое отверстие, расположенное на расстоянии 10 см от центра диска. Через это отверстие диск повесили на гвоздь, вбитый в стену, и привели в колебательное движение. Период малых колебаний обруча равен 2 с. Определить логарифмический декремент затухания.



19.3 Определить отн-е периодов

$k_1 \| k_2$ и k_1 послед k_2

$\| \quad k_o = k_1 + k_2 \qquad T_1 = 2\pi\sqrt{\dfrac{m}{k_1+k_2}}$

$- \quad k_б = \dfrac{k_1 k_2}{k_1+k_2} \Rightarrow T_2 = 2\pi\sqrt{\dfrac{m(k_1+k_2)}{k_1 k_2}}$

$\dfrac{T_1}{T_2} = \dfrac{\sqrt{k_1 k_2}}{k_1+k_2}$

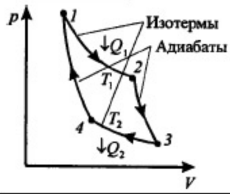
19.4 $R = 20$ см $l = 10$ $T = 2c$ $\Theta - ?$

$\Theta = \delta T \qquad 2c = T = \dfrac{2\pi}{\omega} = \dfrac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}$

$\omega_0 = \sqrt{\dfrac{mgl}{J}} \leftarrow J = \dfrac{mR^2}{2} + ml^2$

все подставь и получится.

49. Цикл Карно.



Наиболее экономичный *обратимый круговой процесс*, состоящий из двух изотерм и двух адиабат.

Рассмотрим ***прямой цикл Карно***, в котором в качестве рабочего тела используется идеальный газ, заключенный в сосуд с подвижным поршнем.

Последовательные термодинамические процессы в цикле Карно

1-изотерма-2-адиабата-3-изотерма-4-адиабата-1:

Изотермическое расширение 1—2 $T = const;\quad V_2 > V_1$	$A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln\frac{V_2}{V_1} = Q_1$
Адиабатическое расширение 2—3 $\delta Q = 0;\quad T_2 < T_1$	$A_{23} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_2 - T_1)$
Изотермическое сжатие 3—4 $T = const;\quad V_4 < V_3$	$A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln\frac{V_4}{V_3} = -Q_2$
Адиабатическое сжатие $\delta Q = 0;\quad T_1 > T_2$	$A_{41} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) = -A_{23}$

Работа, совершаемая в результате кругового процесса,

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 + A_{23} = Q_1 - Q_2$$

Для адиабат 2–3 и 4–1 уравнения Пуассона: $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$, $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$, откуда $V_1/V_2 = V_3/V_4$.

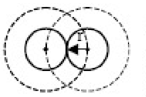
Используя это, ***термический КПД цикла Карно***:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln\frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} RT_2 \ln\frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln\frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

действительно определяется только температурами нагревателя и холодильника.

50. Уравнение Ван-дер-Ваальса.

Внесем в уравнение состояния идеального газа $pV_\mu = RT$ поправки, учитывающие собственный объем молекул и силы межмолекулярного взаимодействия.



Фактический объем реального газа будет $V_\mu - b$, где b — объем, занимаемый самими молекулами. Две молекулы радиуса r не могут сблизиться на расстояние меньше $2r$, следовательно, для центров двух молекул недоступен сферический объем радиуса $2r$. Этот объем b в восемь раз больше объема одной молекулы и в расчете на одну молекулу равен учетверенному объему молекулы.

Учет сил межмолекулярного притяжения осуществляется введением дополнительного давления p' на газ, называемого ***внутренним давлением***: $p' = a/V_\mu^2$, где a — постоянная Ван-дер-Ваальса.

Уравнение Ван-дер-Ваальса для моля газа — ***уравнение состояния реальных газов:*** $\left(p + a/V_\mu^2\right)\left(V_\mu - b\right) = RT$. Для произвольной массы газа:

$$\left(p + \frac{\nu^2 a}{V^2}\right)\cdot(V - \nu b) = \nu RT, \qquad \text{где} \quad \nu = \frac{m}{\mu}, \quad V = \nu V_\mu .$$

1. Работа и кинетическая энергия. Кинетическая энергия твердого тела при его вращательном движении.
2. Понятие о фазовом пространстве. Распределение Максвелла – Больцмана.
3. Фотонная ракета движется относительно Земли со скоростью 0,8 С. Во сколько раз замедлится ход времени в ракете с точки зрения земного наблюдателя?
4. Во сколько раз надо расширить адиабатически газ, состоящий из жестких двухатомных молекул, чтобы их средняя скорость уменьшилась в 1,5 раза?

Билет 24.3 Дано: $v = 0{,}8c$; $\frac{t'}{t} = ?$ Решени

$$t' = \frac{t}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \quad ; \quad \frac{t'}{t} = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \approx 1{,}67 \text{ раз}$$

24.4 Дано: $\frac{\langle v_2 \rangle}{\langle v_1 \rangle} = \frac{1}{2}$; $\frac{V_2}{V_1} = ?$ Решение

$$\langle v_1 \rangle = \sqrt{\frac{8RT_1}{\pi\mu}} \quad ; \quad \langle v_2 \rangle = \sqrt{\frac{8RT_2}{\pi\mu}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\langle v_2 \rangle^2}{\langle v_1 \rangle^2} = \frac{T_2}{T_1} \quad ; \quad T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \frac{T}{T} = \left(\frac{\langle v_1 \rangle}{\langle v_2 \rangle}\right)^2 \Rightarrow$$

с учетом $\gamma = \frac{i+2}{i}$

$$\frac{V_2}{V_1} = \sqrt[\frac{i+2}{i}]{\left(\langle v_1 \rangle / \langle v_2 \rangle\right)^2} = 1{,}48 \text{ раз}$$

Возьмем элементарный объем $dV = dx\,dy\,dz$, расположенный в точке с координатами x, y, z. Согласно формуле (76.3) в пределах этого объема находится число молекул

$$dN_{x,y,z} = n_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_p(x,y,z)}{kT}\right) dx\,dy\,dz. \quad (76.4)$$

Эта формула обнаруживает еще большее сходство с распределением Максвелла, которое можно представить в виде

$$dN_{v_x, v_y, v_z} = NA' \exp\left(-\frac{mv^2/2}{kT}\right) dv_x\,dv_y\,dv_z \quad (76.5)$$

[см. формулу (74.2), в которой $f(v)$, как следует из (74.4) и (74.5), равна $A' \exp(-mv^2/2kT)$]. Чтобы еще больше подчеркнуть сходство формул (76.4) и (76.5), заметим, что кинетическая энергия $mv^2/2$ есть функция компонент скорости:

$$\varepsilon_k = \varepsilon_k(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2).$$

Распределения (76.4) и (76.5) можно объединить в один закон Максвелла — Больцмана, согласно которому число молекул, компоненты скоростей которых лежат в пределах от v_x, v_y, v_z до $v_x + dv_x$, $v_y + dv_y$, $v_z + dv_z$, а координаты — в пределах от x, y, z до $x + dx$, $y + dy$, $z + dz$, равно

$$dN_{v_x, v_y, v_z, x, y, z} = A \exp\left(-\frac{mv^2/2 + \varepsilon_p}{kT}\right) dv_x\,dv_y\,dv_z\,dx\,dy\,dz. \quad (76.6)$$

Здесь A — нормировочный множитель, равный $n_0(m/2\pi kT)^{3/2}$.

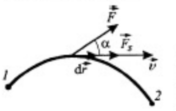
17. Работа, энергия, мощность.

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

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

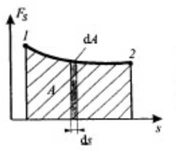
При *прямолинейном движении* тела под действием *постоянной* силы $\vec{F}$, которая составляет некоторый угол α с направлением перемещения, работа этой силы равна:

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



В общем случае сила может изменяться как по модулю, так и по направлению, поэтому этой формулой пользоваться нельзя. Однако на элементарном (бесконечно малом) перемещении $d\vec{r}$ можно ввести *скалярную* величину — ***элементарную работу** dA **силы** $\vec{F}$*:

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



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

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

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

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

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

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

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

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

18. Кинетическая и потенциальная энергия механической системы

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

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

$$dK = dA$$

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

$$dA = \vec{F}d\vec{r} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}d\vec{r} = m\vec{\upsilon}\,d\vec{\upsilon} = m\upsilon\,d\upsilon = dK \quad \Rightarrow \quad K = \int_0^{\upsilon} m\upsilon\,d\upsilon = \frac{m\upsilon^2}{2}$$

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

22. Кинетическая энергия вращения.

Абсолютно твердое тело вращается около неподвижной оси z проходящей через него. Все точки движутся с одинаковой угловой скоростью $\omega = const$. Кинетическая энергия тела:

$$K_{вр} = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i \upsilon_i^2}{2} = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i (\omega r_i)^2}{2} = \frac{\omega^2}{2}\sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2 = \frac{J_z \omega^2}{2}$$

где J_z — момент инерции тела относительно оси z.

Если тело совершает поступательное и вращательное движения одновременно, то его полная кинетическая энергия равна сумме кинетических энергий:

$$K = \frac{m\upsilon^2}{2} + \frac{J_z \omega^2}{2}$$

Из сопоставления формул кинетической энергии для поступательного и вращательного движений видно, что ***мерой инертности при вращательном движении служит момент инерции тела.***

1.9 Лекция 9

1. Распределение энергии по степеням свободы молекул. Внутренняя энергия идеального газа.
2. Динамика материальной точки. Силы в механике.
3. Вычислить работы А, совершаемую при равноускоренном подъёме груза массой 100 к г на высоту h=4 м за время t=2 с.
4. Найти изменение энтропии при нагревании воды массой **0,2 кг** от температуры **20^0С** до температуры **100^0С** и последующим превращении воды в пар той же температуры. Удельная теплоемкость воды **С=4,2×10^3 Дж/кг К**. Удельная теплота парообразования **λ= 334×10^3 Дж/кг**.

21.3 $M=100$кг $h=4$ $t=2c$ $A-?$

$a=\frac{2h}{t^2}=2$м/с^2 $A=FS=mah=$

$=800$ Дж

9.4 Дано: $T_1 = 293\,K$, $T_2 = 373\,K$,

$c = 4{,}2\cdot10^3\ \frac{Дж}{кгК}$, $\lambda = 334\cdot10^3\ \frac{Дж}{к}$, $\Delta S_\Sigma = ?$

Решение: $\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2$, где:

ΔS_1 - при нагреве, ΔS_2 - при парообразован.

$\Delta S_1 = \int \frac{dQ}{T}$; $dQ = cmdT \Rightarrow$

$\Delta S_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{cmdT}{T} = cm\ln\frac{T_2}{T_1} \approx 202$ Дж/К

$\Delta S_2 = \int \frac{dQ}{T_2} = \frac{Q}{T_2} = \frac{\lambda m}{T_2} \approx 179$ Дж/К

$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 \approx 381$ Дж/К

24. Внутренняя энергия термодинамической системы.

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

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

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

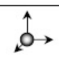
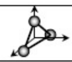
Поэтому, ***внутренняя энергия*** *не зависит* от того, *каким образом* система пришла в данное состояние.

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

25. Числo степеней свободы.

Число степеней свободы — это *число* <u>*независимых*</u> *переменных*, полностью определяющих положение системы в пространстве.

Число степеней свободы для идеального газа ***жестких*** *молекул.*

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

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

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

$$\langle \varepsilon_1 \rangle = \frac{\langle \varepsilon_0 \rangle}{3} = \frac{{}^3\!/_2 kT}{3} = \frac{1}{2} kT$$

6. Первый закон Ньютона.

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

Стремление тела сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения *называется* ***инертностью***. Поэтому первый закон Ньютона называют также ***законом инерции***. Первый закон Ньютона

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

11. Второй закон Ньютона

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

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

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

$$\vec{F} = m\vec{a}$$

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

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

13. Третий закон Ньютона

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

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

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

16. Силы в механике.

<u>1) Силы тяготения (гравитационные силы).</u>

В системе отсчета связанной с Землей, на всякое тело массой m действует сила:

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

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

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

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

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

<u>2) Силы упругости</u> возникают в результате взаимодействия тел, сопровождающегося их деформацией.

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

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

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

$$F = -kx,$$

где k — жесткость пружины, x – упругая деформация.

<u>3) Сила трения скольжения</u> возникает при скольжении данного тела по поверхности другого:

$$F_{\text{тр}} = kN,$$

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

1.10 Лекция 10

1. Закон сохранения момента импульса механической системы относительно неподвижной оси.
2. Барометрическая формула. Распределение Больцмана.
3. Найти вероятную скорость, среднюю кинетическую энергию поступательного движения и среднюю полную кинетическую энергию молекул кислорода при температуре **27ºС**.
4. Кислород, масса которого **m = 0,8 г** нагревают от температуры 17ºС до **97ºС**. Найти изменение энтропии, если известно, что начальное и конечное давления одинаковы и близки к атмосферному.

Билет 21.3 Дано: $T=290K$, $v_{вер}=?$, $\langle E_k \rangle$, $\langle E_{k пост} \rangle = ?$ газ – O_2 Решение:

$v_{вер} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} = 388$ м/с; $\langle E_k \rangle = \frac{5}{2}kT = 10^{-20}$ Дж

$\langle E_{k пост} \rangle = \frac{3}{2}kT = 10^{-20} \cdot 0{,}6$ Дж

21.4 Дано: $m=0{,}4$ г, $T_1 = 280K$, $T_2 = 380K$, $p_1 \approx p_2$, $\Delta S = ?$ решение:

$\int dS = \int \frac{\delta Q}{T} \Rightarrow \Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{cm\,dT}{MT}$; т.к. $p_1 \approx p_2$

то процесс изобарический $\Rightarrow p = const$

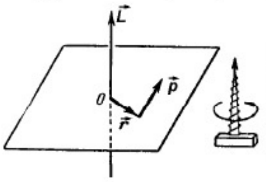
$c = c_p = c_V + R = \frac{i+2}{2}R = \frac{7}{2}R$

$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{7}{2}\frac{m}{M}R\frac{dT}{T} = \frac{7}{2}\frac{m}{M}R\ln\frac{T_2}{T_1} =$

25. Момент импульса и закон его сохранения.

Моментом импульса (количества движения) ***материальной точки*** A ***относительно неподвижной точки*** O называется физическая величина, определяемая векторным произведением:

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{\upsilon}]$$



Моментом импульса относительно неподвижной оси z называется скалярная величина L_z, равная проекции на эту ось вектора момента импульса, определенного относительно произвольной точки O данной оси. Значение момента импульса L_z не зависит от положения точки O на оси z.

При вращении абсолютно твердого тела вокруг неподвижной оси каждая точка тела движется *по окружности* постоянного радиуса $\vec{r}_i$ со скоростью $\vec{\upsilon}_i$ *перпендикулярной* радиусу. Момент импульса отдельной частицы равен $L_{iz} = m_i \upsilon_i r_i$ и направлен по оси в сторону, определяемую правилом правого винта (совпадает с направлением вектора угловой скорости $\vec{\omega}$).

Момент импульса твердого тела относительно оси есть *сумма* моментов импульса отдельных частиц:

$$L_z = \sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i r_i = \sum_{i=1}^{n} m_i \omega r_i^2 = J_z \omega$$

Продифференцируем по времени: $\dfrac{dL_z}{dt} = J_z \dfrac{d\omega}{dt} = J_z \beta = M_z$

В векторной форме: $\vec{M} = \dfrac{d\vec{L}}{dt} = \dot{\vec{L}}$ — **еще одна форма *уравнения динамики вращательного движения* твердого тела.**

В замкнутой системе момент внешних сил $\vec{M} = 0$, следовательно и $\dot{\vec{L}} = 0$.
Закон сохранения момента импульса: *момент импульса замкнутой системы сохраняется, т.е. не изменяется с течением времени*:

$$\vec{L} = const$$

Это — фундаментальный закон природы. Он является следствием *изотропности пространства*: инвариантность физических законов относительно выбора направления осей координат системы отсчета.

При равномерном вращении твердого тела относительно некоторой оси z закон сохранения момента импульса $\vec{L} = const$ равносилен: $J_z \omega = const$.

16. Барометрическая формула.

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

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

17. Распределение Больцмана.

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

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

Так как $m_0 g h = W$ — потенциальная энергия молекулы в поле тяготения, следовательно:

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

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

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

Из него следует, что при постоянной температуре *плотность газа больше там, где меньше потенциальная энергия его молекул*. Если частицы имеют одинаковую массу и находятся в состоянии хаотического теплового движения, то *распределение Больцмана* ***справедливо*** *в любом внешнем потенциальном поле*, а не только в поле сил тяжести.

1. Консервативные силы. Работа в потенциальном поле.
2. Эффективное сечение молекулы. Среднее число соударений и средняя длина свободного пробега молекул. Понятие о физическом вакууме.
3. Определить среднюю квадратичную скорость, среднюю кинетическую энергию поступательного движения и среднюю полную кинетическую энергию молекул гелия при температуре **17ºC**.
4. Определить скорость и ускорение звука в газе. Средняя квадратичная скорость молекул двухатомного идеального газа в условиях опыта равна 460м/с. Скорость звука определяется по такой-то формуле, считать что газ в волне нагревается изотермически.

Билет 13.3 Дано: $T = 300K$, $\upsilon_{кв} = ?$, $\langle E_к \rangle$,
$\langle E_{кпост} \rangle = ?$ газ - He $\mu = 0{,}004$ кг/моль
Решение: $\upsilon_{кв} = \sqrt{\dfrac{3RT}{\mu}} = 1367{,}3$ м/с
$\langle E_к \rangle = \frac{5}{2} kT = 1{,}03 \cdot 10^{-20}$ Дж
$\langle E_{кпост} \rangle = \frac{3}{2} kT = 0{,}62 \cdot 10^{-20}$ Дж

№23.4

Дано: $V_{ср.кв.} = 520\,[\frac{м}{с}]\ (i=5)$

$C = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}}$

Газ в волне сжимается изотермически

$P = \frac{1}{3} m_0 n V_{ср.кв}^2$ $\qquad m_0 \cdot n = \frac{m_0 \cdot N}{V} = \frac{m}{V} = \rho$

$P = \frac{1}{3} \rho V_{ср.кв}^2$

$\frac{dP}{d\rho} = \frac{1}{3} V_{ср.кв}^2$

$C = \sqrt{\frac{1}{3} V_{ср.кв}^2} = \frac{V_{ср.кв}}{\sqrt{3}}$

Потенциальное поле — поле, в котором работа, совершаемая силами при перемещении тела из одного положения в другое, не зависит от того, по какой траектории это перемещение произошло, а зависит только от начального и конечного положений. Силы, действующие в таких полях, называются ***консервативными*** (например, сила тяготения). Если же работа, совершаемая силой, зависит от траектории перемещения тела из одной точки в другую, то такая сила называется ***диссипативной*** (например, сила трения).

Работа консервативных (потенциальных) сил **при элементарном изменении конфигурации системы равна *приращению потенциальной энергии*, взятому со знаком *минус*, так как работа совершается за счет убыли потенциальной энергии:**

Поскольку $\vec{F}d\vec{r} = -dW$, то $W = -\int \vec{F}d\vec{r} + const$, отсюда $\vec{F} = -\operatorname{grad}W = -\nabla W$,

где вектор $\operatorname{grad}W = \frac{\partial W}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial W}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial W}{\partial z}\vec{k}$ называется ***градиентом*** скаляра W и обозначается $\nabla W \equiv \operatorname{grad}W$. Символ ∇ ("набла") обозначает символический вектор, называемый оператором Гамильтона или набла-оператором (стр.1-30):

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k}$$

Конкретный вид функции W зависит от характера силового поля.

1) Потенциальная энергия тела массы m на высоте h:	$W = -\int_0^h \vec{P}d\vec{r} = \int_0^h mgdx = mgh$
2) Потенциальная энергия упругодеформированного тела.	$W = -\int_0^x Fdx = \int_0^x kxdx = \frac{kx^2}{2}$

2) Молекулы газа, находясь в тепловом движении, непрерывно сталкиваются друг с другом. Под столкновением молекул подразумевают процесс взаимодействия между молекулами, врезультате которого молекулы изменяют направление своего движения. Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, называется эффективным диаметром молекулы. Величина $\sigma=\pi d^2$ называется эффективным сечением молекулы. Эффективный диаметр молекул зависит от их энергии, а следовательно , и от температуры. С повышением температуры эффективный диаметр уменьшаеся.

За секунду молекула проходит в среднем путь, равный средней скорости $\langle v\rangle$. Если за секунду она претерпевает в среднем υ столкновений, то средняя длина свободного пробега будет равна $\lambda=\langle v\rangle/\upsilon$. Предположим, что все молекулы, кроме данной, застыли неподвижно на своих местах. Ударившись об одну из неподвижных молекул, выделенная нами молекула будет лететь прямолинейно до тех пор, пока не столкнется с какой-либо другой неподвижной молекулой. Это соударение произойдет в том случае, если центр неподвижной молекулы окажется от прямой, вдоль которой летит молекула, на расстоянии, меньшем эффективного диаметра молекулы d. Таким образом молекула будет соударяться с теми молекулами, которые попадут в цилиндр радиуса d. За секунду молекула проходит путь, равный $\langle v\rangle$. Умножив объем цилиндра $\pi d^2\langle v\rangle$ на число молекул в единице объема, получим среднее число столкновений за секунду движущейся молекулы с неподвижными: $\upsilon'=\pi d^2\langle v\rangle n$. В действительности, все молекулы движутся, поэтому число соударений определяется средней скоростью движения молекул по отношению друг к другу, а не средней скоростью $\langle v\rangle$ молекул относительно стенок сосуда. Относительная скорость двух произвольно взятых молекул равна $v_{отн}=v_2-v_1$. Возведя в квадрат и перейдя к средним значениям, получим: $\langle v^2_{отн}\rangle=\langle v_2^2\rangle+\langle v_1^2\rangle-2\langle v_1v_2\rangle$. События, заключающиеся в том, что первая молекула имеет скорость v_1, а вторая - v_2, являются статистически независимыми, поэтому $\langle v_1v_2\rangle=\langle v_1\rangle\langle v_2\rangle$. Для газа, находящегося в равновесии, каждый из сомножителей равен нулю. Поэтому: $\langle v^2_{отн}\rangle=2\langle v^2\rangle$ (среднее значение квадрата скорости всех молекул одинаково и равно $\langle v^2\rangle$). Полученный результат означает, что $v_{отн.ср.кв}=\sqrt{2}v_{ср.кв}$. Средние квадратичные скорости пропорциональны средним арифметическим. Поэтому: $\langle v_{отн}\rangle=\sqrt{2}\langle v\rangle$. Получаем для среднего числа столкновений за секунду выражение $\upsilon=\sqrt{2}\pi d^2\langle v\rangle n$. Для средней длины пробега получаем, соответственно, формулу $\lambda=1/(\sqrt{2}\pi d^2n)$. Заменив πd^2 через σ, получим $\lambda=1/(\sqrt{2}\sigma n)$. При постоянной температуре n пропорционально p. Следовательно, средняядлина свободного пробега обратно пропорциональна давлению. При повышении температуры длина свободного пробега увеличивается, так как уменьшается эффективный диаметр молекул.

1.11 Лекция 11

1. Свободные незатухающие колебания. Энергия и импульс гармонического осциллятора. Фазовая траектория.
2. Работа идеального газа в изопроцессах.
3. Якорь мотора вращается с частотой 1400 об/мин. Определить вращающий момент M, если мотор развивает мощность N=600 Вт.
4. Смесь водорода и аргона при температуре 27°C находится под давлением 0,8 кПа. Масса аргона составляет **40%** от общей массы смеси. Найти концентрацию молекул каждого газа.

Билет 11.3 Дано: $\nu = 1500$ об/мин $=$ $= 25$ об/с ; $N = 400$ Вт ; $M = ?$ Решение:

$M = N/\omega = N/2\pi\nu = 2{,}54$ Вт·с

11.4 Дано: $T = 290$ k, $p = 1200$ Па, $m_1 = 0{,}6m$

$n_1 = ?$ $n_2 = ?$ Решение: Пусть 1-азот, 2-гелий. $pV_1 = \frac{0{,}6m}{M_1}RT$; $pV_2 = \frac{0{,}4m}{M_2}RT$

$V = V_1 + V_2 = \frac{mRT}{M_1 M_2 p}(0{,}6M_2 + 0{,}4M_1)$

$n_1 = \frac{N_1}{V} = \frac{\nu_1 N_A}{V} = \frac{0{,}6pN_A M_2}{RT(0{,}6M_2 + 0{,}4M_1)}$

$n_2 = \frac{N_2}{V} = \frac{\nu_2 N_A}{V} = \frac{0{,}4pN_A M_1}{RT(0{,}6M_2 + 0{,}4M_1)}$

$n_1 = 0{,}53 \cdot 10^{23}$ м$^{-3}$

$n_3 = 2{,}46 \cdot 10^{23}$ м$^{-3}$

◑ **Кинетическая энергия** материальной точки, совершающей прямолинейные гармонические колебания.

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

◑ **Потенциальная энергия** материальной точки, совершающей гармонические колебания под действием упругой силы F.

$$E_p = -\int_0^x F\,dx = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} = \frac{mA^2\omega_0^2}{4}[1 + \cos 2(\omega_0 t + \varphi)]$$

На рис. 4.4 представлены графики зависимости x, $E_к$ и E_p от времени.

◑ **Полная энергия** материальной точки, совершающей гармонические колебания.

$$E = E_к + E_p = \frac{mA^2\omega_0^2}{2}$$

2. Гармонические колебания и их характеристики.

Гармоническими колебаниями называются колебания, при которых колеблющаяся физическая величина изменяется по закону синуса (или косинуса).

Различные ***периодические процессы*** (процессы, повторяющиеся через равные промежутки времени) могут быть представлены в виде суммы (суперпозиции) гармонических колебаний.

Гармоническое колебание величины s описывается уравнением типа

$$s = A \cdot \cos(\omega t + \varphi)$$

где: A – амплитуда колебания — максимальное значение колеблющейся величины;

ω – круговая (циклическая) частота;

φ – начальная фаза колебания в момент времени $t = 0$;

$(\omega t + \varphi)$ – фаза колебания в момент времени t.

Фаза колебания определяет значение колеблющейся величины в данный момент времени. Так как косинус изменяется в пределах от +1 до –1, то s может принимать значения от $+A$ до $-A$.

Поскольку $\cos(a + 2\pi) = \cos a$, то при гармонических колебаниях увеличение (приращение) фазы колебания на 2π приводит к тому, что все величины, характеризующие колебание, принимают исходное значение.

Периодом колебаний T называется наименьший промежуток времени, по истечении которого *повторяются* состояния колеблющейся системы (совершается одно полное колебание) и фаза колебания получает приращение 2π

$$\omega(t + T) + \varphi = (\omega t + \varphi) + 2\pi$$

Откуда

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

Частотой колебаний n называется величина обратная периоду колебаний — число полных колебаний, совершаемых в единицу времени

$$n = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

Единица частоты — герц (Гц) — частота периодического процесса, при котором за 1 секунду совершается один цикл колебаний.

3. Дифференциальное уравнение гармонических колебаний.

Первая (скорость) и вторая (ускорение) производные по времени от гармонически колеблющейся величины s также совершают гармонические колебания с той же циклической частотой:

$$\dot{s} = \frac{ds}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi) = A\omega \cos(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2})$$

$$\ddot{s} = \frac{d^2 s}{dt^2} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) = A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi + \pi)$$

Из последнего уравнения видно, что s удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + \omega^2 s = 0 \qquad \text{или} \qquad \ddot{s} + \omega^2 s = 0$$

Это уравнение называется ***дифференциальным уравнением гармонических колебаний.*** Его решение:

$$s = A \cdot \cos(\omega t + \varphi).$$

8. Гармонический осциллятор.

Гармоническим осциллятором называется система, совершающая колебания, описываемые дифференциальным уравнением

$$\ddot{s} + \omega^2 s = 0$$

Примерами гармонического осциллятора являются пружинный, математический и физический маятники и электрический колебательный контур.

32. Изохорный процесс $(V = const)$.

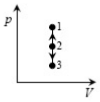


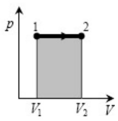
Диаграмма этого процесса — **изохора** — в координатах (p,V) изображается прямой, параллельной оси ординат (ось p). Процесс 2–1 — изохорный нагрев, процесс 2–3 — изохорное охлаждение.

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

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

33. Изобарный процесс $(p = const)$.

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



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

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

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

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

34. Изотермический процесс $(T = const)$.

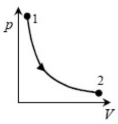


Диаграмма этого процесса — **изотерма** — в координатах (p,V) представляет собой гиперболу. Изотермический процесс описывается законом Бойля-Мариотта $(pV = const)$.

Работа изотермического расширения газа

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

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

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

1. Явление на границе газа, жидкости и твердого тела. Капиллярные явления.
2. Релятивистский закон сложения скоростей.
3. Азот массой **0,4 кг**, нагретый на **ΔT = 120 K**, сохранил неизменный объем **V**. Найти: 1) количество теплоты, сообщенное газу; 2) изменение внутренней энергии; 3) совершенную газом работу.
4. Холодильная машина работает по обратимому циклу Карно в интервале температур от **-10°C** до 30°**C**. Рабочее тело – азот, масса которого **0,2 кг**. Найти количество теплоты, отбираемое от охлаждаемого тела, и работу внешних сил за цикл, если отношение максимального объема к минимальному равно **4**.

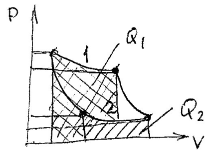
Билет <u>27.3</u> Дано: газ-N_2, $m=0{,}6$ кг, $\Delta T = 160$ k, $V = const$, $Q = ?$, $\Delta U = ?$, $A = ?$

Решение: $V = const \Rightarrow A = 0$; $Q = -\Delta U =$

$= 5/2 \, m/M \, R \Delta T =$

<u>27.4</u> Дано: $T_2 = -5°C$; $T_1 = 25°C$, газ-N_2;

$\frac{V_2}{V_1} = 4$, $m = 0{,}4$ кг, $Q_1 = ?$, $A = ?$ Решение



$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

$$Q_1 = \int p\,dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} R T_1 \frac{dV}{V}$$

$$Q_1 = \frac{m}{M} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} =$$

$$A = Q_1 - Q_2 \; ; \; Q_2 = Q_1 \frac{T_2}{T_1}$$

$$A = Q_1 \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1} \right) = \frac{m}{M} R \ln \frac{V_2}{V_1} (T_1 - T_2)$$

Релятивистский закон сложения скоростей: если в неподвижной ситеме отсчета скорость тела и скорость движущейся системы отсчета направлены по одной прямой, то:

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

где u ' - скорость движения тела в движущейся системе отсчета; v - скорость движущейся системы K ' относительно неподвижной системы K;

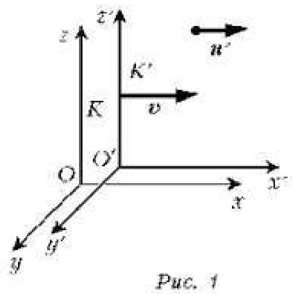


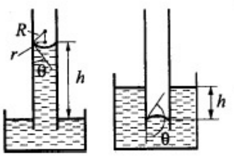
Рис. 1

57. Капиллярные явления.

Капиллярами называются узкие цилиндрические трубки с диаметром менее миллиметра.

Капиллярностью называется явление изменения уровня жидкости в капиллярах.

Жидкость в капилляре поднимается или опускается на такую высоту h, при которой давление столба жидкости (***гидростатическое давление***) $\rho g h$ уравновешивается избыточным давлением Δp:



$$\frac{2\sigma}{R} = \rho g h$$

<u>**Высота поднятия (глубина опускания)**</u> жидкости в капилляре:

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g R} = \frac{2\sigma}{\rho g r} \cos\theta$$

где ρ — плотность жидкости, r — радиус капилляра, R — радиус кривизны мениска, g — ускорение свободного падения.

Высота поднятия (опускания) жидкости в капилляре обратно пропорциональна его радиусу.

1.12 Лекция 12

1. Плоская гармоническая волна, длина волны, фазовая скорость, волновой вектор. Сферическая волна.
2. Неравенства Клаузиуса. Термодинамическая энтропия. Третье начало термодинамики.
3. Полная энергия релятивистской частицы возросла на 1,2 Дж. На сколько при этом кинетическая энергия частицы?
4. На высоте h = 0,8 см над горизонтальной трансмиссионной лентой, движущейся со скоростью V = 1,2 м/с, параллельно ей подвешена пластина площадью 40 см^2. Какую силу надо приложить к пластине, чтобы она оставалась неподвижной? Коэффициент вязкости воздуха при нормальных условиях, $1{,}7\cdot 10^{-5}$ Пас. В условиях опыта температура 17°С, давление атмосферное.

Билет 12.3 Дано: $\Delta E = 0{,}8$ Дж, $\Delta m = ?$

Решение: $\Delta E = \Delta m c^2 \Rightarrow \Delta m = \dfrac{\Delta E}{c^2}$;

$\Delta m = 8{,}89 \cdot 10^{-18}$ кг

38. Уравнение плоской волны.

Пусть точки, которые расположены в плоскости $x = 0$, колеблются по закону $\xi(0,t) = A\cos\omega t$. И пусть υ — скорость распространения колебаний в данной среде.

Колебания частицы B среды (см. рисунок), расположенной на расстоянии x от источника колебаний O, будут происходить по тому же закону. Но, поскольку для прохождения волной расстояния x требуется время $\tau = x/\upsilon$, то ее колебания будут отставать по времени от колебания источника на τ.

Уравнение колебаний частиц, лежащих в плоскости x, имеет вид

$$\xi(x,t) = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right)$$

Длиной волны λ называется расстояние между ближайшими частицами, колеблющимися в одинаковой фазе.

$$\lambda = \upsilon T \qquad \text{или} \qquad \upsilon = \lambda n$$

где n — частота колебаний, υ — скорость распространения волны.

Следовательно, ***функция*** $\xi(x,t)$ является не только периодической функцией времени, но и периодической функцией координаты x.

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

$$\xi(x,t) = A\cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right) + \varphi_0\right]$$

здесь: $A = const$ — ***амплитуда волны***,

ω — циклическая частота,

φ_0 — ***начальная фаза волны***,

$\omega\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right) + \varphi_0$ — ***фаза плоской волны***.

Если определить ***волновое число***:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\upsilon T} = \frac{\omega}{\upsilon}$$

то уравнение плоской бегущей волны можно записать в виде

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

или в экспоненциальной форме

$$\xi(x,t) = A e^{i(\omega t - kx + \varphi_0)}$$

где физический смысл имеет только вещественная часть.

В общем виде уравнение плоской волны, распространяющейся в направлении $\vec{s}$ имеет вид:

$$\xi(\vec{r},t) = A\exp[i(\omega t - k\vec{r}\vec{s} + \varphi_0)]$$

39. Фазовая скорость.

Скорость $\upsilon = \frac{dx}{dt}$ в этих уравнениях есть скорость распространения фазы волны и ее называют ***фазовой скоростью***.

Действительно, пусть в волновом процессе фаза постоянна:

$$\omega t - kx + \varphi_0 = const.$$

откуда

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \upsilon$$

40. Уравнение сферической волны.

$$\xi(r,t) = \frac{A}{r}\cos(\omega t - kr + \varphi_0)$$

где r — расстояние от центра волны до рассматриваемой точки среды.

Амплитуда колебаний в сферической волне убывает с расстоянием по закону $\frac{1}{r}$.

41. Энтропия.

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

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

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Следовательно, подынтегральное выражение есть полный дифференциал некоторой функции, которая определяется только начальным и конечным состояниями системы и не зависит от пути, каким система пришла в это состояние.

Энтропией S называется функция состояния системы, дифференциалом которой является $\delta Q/T$:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Т.о. первое начало термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$ можно записать в виде

$$TdS = dU + \delta A,$$

откуда $\delta A = TdS - dU = d(TS) - SdT - dU = -d(U - TS) - SdT = -dF - SdT$

Функция $F = U - TS$ является функцией состояния системы и называется ***энергией Гельмгольца*** или ***свободной энергией***.

46. Третье начало термодинамики.

Третье начало термодинамики — **теорема Нернста–Планка** — постулирует поведение термодинамических систем при нуле Кельвина (абсолютном нуле): **энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к нулю Кельвина.**

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

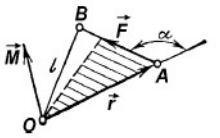
Теплоемкости C_V и C_p при $T = 0\,K$ равны нулю, поскольку:

$$dS = \frac{\delta Q}{T},\ C = \frac{dQ}{dT},\ S(p = const, T) = \int_0^T \frac{C_p(T)\,dT}{T},\ S(V = const, T) = \int_0^T \frac{C_V(T)\,dT}{T}$$

1. Вектор момента силы. Вектор момента импульса механической системы. Уравнение моментов для механической системы.
2. Экспериментальное подтверждение максвелловского закона распределения молекул по скоростям. Опыт Штерна.
3. Определить силу **F** взаимного притяжения двух соприкасающихся свинцовых шаров диаметром **d = 20 см** каждый. Плотность свинца **ρ = 11,35 г/см³.**
4. Найти приращение энтропии 2 молей идеального газа с показателем адиабаты **1,40**, если в результате некоторого процесса объем газа увеличился в **2 раза**, а давление уменьшилось в **3 раза**.

23. Момент силы.

Моментом силы $\vec{F}$ **относительно неподвижной точки** O называется физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-вектора $\vec{r}$, проведенного из точки O в точку A приложения силы, на силу $\vec{F}$:



$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]$$

Модуль момента силы: $M = Fr\sin\alpha = Fl$, где $l = r\sin\alpha$ — ***плечо силы*** — кратчайшее расстояние между линией действия силы и точкой O; α — угол между $\vec{r}$ и $\vec{F}$.

Моментом силы относительно неподвижной оси z — называется *скалярная* величина M_z, равная проекции на эту ось вектора $\vec{M}$ момента силы, определенного относительно произвольной точки O данной оси z. Значение момента не зависит от выбора положения точки O на оси z.

24. Основное уравнение динамики вращательного движения твердого тела.

При повороте тела под действием силы $\vec{F}$ на бесконечно малый угол $d\varphi$ точка приложения силы A проходит путь $ds = r d\varphi$ и работа равна:

$$dA = F\sin\alpha\, r\, d\varphi = M_z d\varphi.$$

Работа вращения тела идет на увеличение его кинетической энергии:

$$dA = dK = d\left(\left(J_z\omega^2\right)/2\right) = J_z\omega\, d\omega$$

Тогда $M_z d\varphi = J_z\omega\, d\omega$, или $M_z\dfrac{d\varphi}{dt} = J_z\omega\dfrac{d\omega}{dt}$, откуда

уравнение динамики вращательного движения твердого тела: $\quad M_z = J_z \cdot \beta$

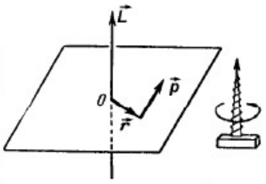
Если ось вращения совпадает с главной осью инерции, проходящей через центр масс, то имеет место векторное равенство: $\quad \vec{M} = J \cdot \vec{\beta}$

где J — ***главный момент инерции тела*** (момент инерции относительно главной оси).

25. Момент импульса и закон его сохранения.

Моментом импульса (количества движения) ***материальной точки*** A ***относительно неподвижной точки*** O называется физическая величина, определяемая векторным произведением:

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{\upsilon}]$$



Моментом импульса относительно неподвижной оси z называется скалярная величина L_z, равная проекции на эту ось вектора момента импульса, определенного относительно произвольной точки O данной оси. Значение момента импульса L_z не зависит от положения точки O на оси z.

При вращении абсолютно твердого тела вокруг неподвижной оси каждая точка тела движется *по окружности* постоянного радиуса $\vec{r}_i$ со скоростью $\vec{\upsilon}_i$ *перпендикулярной* радиусу. Момент импульса отдельной частицы равен $L_{iz} = m_i\upsilon_i r_i$ и направлен по оси в сторону, определяемую правилом правого винта (совпадает с направлением вектора угловой скорости $\vec{\omega}$).

Момент импульса твердого тела относительно оси есть сумма моментов импульса отдельных частиц: $\quad L_z = \sum_{i=1}^{n} m_i\upsilon_i r_i = \sum_{i=1}^{n} m_i\omega r_i^2 = J_z\omega$

Продифференцируем по времени: $\quad \dfrac{dL_z}{dt} = J_z\dfrac{d\omega}{dt} = J_z\beta = M_z$

В векторной форме: $\vec{M} = \dfrac{d\vec{L}}{dt} = \dot{\vec{L}}$ — **еще одна форма *уравнения динамики вращательного движения* твердого тела.**

В замкнутой системе момент внешних сил $\vec{M} = 0$, следовательно и $\dot{\vec{L}} = 0$.

Закон сохранения момента импульса: *момент импульса замкнутой системы сохраняется, т.е. не изменяется с течением времени*: $\quad \vec{L} = const$

Это — фундаментальный закон природы. Он является следствием *изотропности пространства*: инвариантность физических законов относительно выбора направления осей координат системы отсчета.

При равномерном вращении твердого тела относительно некоторой оси z закон сохранения момента импульса $\vec{L} = const$ равносилен: $\quad J_z\omega = const$.

Билет 28.3 Дано: $d = 10$ см, $\rho = 11{,}35$ г/см^3

$F = ?$ Решение:

$$F = G\frac{m_1 m_2}{d^2} = G\frac{\rho^2 \frac{16}{9}\pi^2 \frac{d^3}{8}}{d^2} = G\frac{2}{9}\rho^2\pi^2 d$$

28.4 Дано: $\gamma = 1{,}4$; $\dfrac{V_2}{V_1} = 3$; $\dfrac{p_1}{p_2} = 2$; $\nu =$

$\Delta S = ?$ Решение:

$TdS = dU + pdV$; $\quad pV = \nu C_p T \quad p = cons$; $\quad pV = \nu C_V T \quad V = cons$

$$TdS = \nu R dT + \frac{\nu C_p T dV}{V}$$

$$\int TdS = \int\frac{\nu C_V T dp}{p} + \int\frac{\nu C_p T\, dV}{V} \Rightarrow$$

$$\Delta S = \nu\left(C_V \ln\frac{p_2}{p_1} + C_p \ln\frac{V_2}{V_1}\right)$$

$$C_V = \frac{i}{2}R = \frac{R}{\gamma - 1}$$

$$C_p = \frac{i+2}{2}R = \frac{\gamma}{\gamma - 1}R$$

$$\Delta S = \nu R\frac{1}{\gamma - 1}\left[\left(\ln\frac{p_2}{p_1}\right) + \gamma\left(\ln\frac{V_2}{V_1}\right)\right]$$

Опыт Штерна — опыт, впервые проведённый немецким физиком Отто Штерном в 1920 году. Опыт явился одним из первых практических доказательств состоятельности молекулярно-кинетической теории строения вещества. В нём были непосредственно измерены скорости теплового движения молекул и подтверждено наличие распределения молекул газов по скоростям.

Для проведения опыта Штерном был подготовлен прибор, состоящий из двух цилиндров разного радиуса, ось которых совпадала и на ней располагалась платиновая проволока с нанесённым слоем серебра. В пространстве внутри цилиндров посредством непрерывной откачки воздуха поддерживалось достаточно низкое давление. При пропускании электрического тока через проволоку достигалась температура плавления серебра, из-за чего атомы начинали испаряться и летели к внутренней поверхности малого цилиндра равномерно и прямолинейно со скоростью v, соответствующей подаваемому на концы нити напряжению. Во внутреннем цилиндре была проделана узкая щель, через которую атомы могли беспрепятственно пролетать далее. Стенки цилиндров специально охлаждались, что способствовало «оседанию» попадающих на них атомов. В таком состоянии на внутренней поверхности большого цилиндра образовывалась достаточно чёткая узкая полоса серебряного налёта, расположенная прямо напротив щёли малого цилиндра. Затем всю систему начинали вращать с некой достаточно большой угловой скоростью ω. При этом полоса налёта смещалась в сторону, противоположенную направлению вращения, и теряла чёткость. Измерив смещение s наиболее тёмной части полосы от её положения, когда система покоилась, Штерн определил время полёта, через которое нашёл скорость движения молекул:

$$t = \frac{s}{u} = \frac{l}{v} \Rightarrow v = \frac{ul}{s} = \frac{\omega R_{big}(R_{big} - R_{small})}{s}$$

где s — смещение полосы, l — расстояние между цилиндрами, а u — скорость движения точек внешнего цилиндра.

Найденная таким образом скорость движения атомов серебра совпала со скоростью, рассчитанной по законам молекулярно-кинетической теории, а тот факт, что получившаяся полоска была размытой, свидетельствовал в пользу того, что скорости атомов различны и распределены по некоторому закону — закону распределения Максвелла: атомы, двигавшиеся быстрее, смещались относительно полосы, полученной в состоянии покоя, на меньшие расстояния, чем те, которые двигались медленнее.

1.13 Лекция 13

1. Физический маятник. Период малых колебаний физического маятника.
2. Адиабатический процесс. Работа идеального газа в адиабатическом процессе.
3. Определить линейную скорость центра сплошного диска, скатившегося без скольжения с наклонной плоскости высотой **1,2 м**.
4. Определить молярную теплоёмкость при постоянном давлении газовой смеси, состоящей из 3 молей гелия и 2 молей азота.

28.3. Опр. лин. ск-ть центра сплошного диска, скатившегося без скольжения с наклонной плоскости высотой 1,2 м.

$$mgh = \frac{mv^2}{2}$$

$$\boxed{v = \sqrt{2gh} = \sqrt{2 \cdot 9{,}8 \cdot 1{,}2}}$$

28.4. Определить молярную теплоемкость при постоянном давлении газовой смеси, содержащей 3 моль He и 2 моль N_2

Для смеси газов их суммарная теплоемкость равна сумме их отдельных теплоемкостей

$$C_p = C_v + R$$

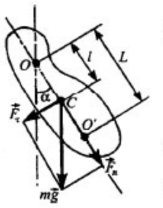
$$C_{p_{He}} = \frac{\frac{3}{2}R + R}{\nu} = \frac{\frac{5}{2}R}{\nu} = \frac{5}{6}R$$

$$C_{p_{N_2}} = \frac{\frac{5}{2}R + R}{\nu} = \frac{7}{2 \cdot 2}R = \frac{7}{4}R$$

$$C_p = \frac{5}{6}R + \frac{7}{4}R = \boxed{\frac{31}{12}R}$$

11. Физический маятник.

Физическим маятником называется твердое тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг горизонтальной оси подвеса, не проходящей через центр масс тела.



Если физический маятник отклонен из положения равновесия на некоторый угол α, то момент возвращающей силы

$$M = J\beta = J\ddot{\alpha}$$

С другой стороны, при малых углах

$$M = F_\tau l = -mgl\sin\alpha \approx -mgl\alpha$$

где J – момент инерции маятника относительно оси, проходящей через точку подвеса O,

l – расстояние между точкой подвеса и центром масс C маятника,

$F_\tau = -mg\sin\alpha$ — возвращающая сила (со знаком минус, поскольку она всегда направленная противоположно направлению увеличения α).

Следовательно: $J\ddot{\alpha} + mgl\alpha = 0$, или

$$\ddot{\alpha} + \frac{mgl}{J}\alpha = 0$$

Таким образом, при малых колебаниях физический маятник совершает гармонические колебания $\alpha = \alpha_0 \cdot \cos(\omega t + \varphi)$ с циклической частотой и периодом:

$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}}, \qquad T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mgl}} = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}}$$

где длина $L = \frac{J}{ml}$ — называется приведенной длиной физического маятника.

Приведенная длина физического маятника — это длина такого математического маятника, который имеет такой же период колебаний, что и данный физический маятник.

Точка O' на продолжении прямой OC, отстоящая от оси подвеса на расстоянии приведенной длины L, называется ***центром качаний*** физического маятника.

Математический маятник можно представить как *частный (предельный) случай физического маятника*, вся масса которого сосредоточена в его центре масс. При этом $J = ml^2$, следовательно $T = 2\pi\sqrt{l/g}$.

35. Адиабатический процесс $(\delta Q = 0)$.

Адиабатическим называется процесс, при котором *отсутствует теплообмен* между системой и окружающей средой $(\delta Q = 0)$.

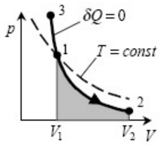
К адиабатическим процессам можно отнести *все быстропротекающие процессы* (теплообмен не успевает совершиться), например, распространение звука в среде, циклы расширения и сжатия в двигателях внутреннего сгорания, в холодильных установках и т. д.

Из первого начала термодинамики следует, что при адиабатическом процессе $\delta A = -dU$. Используя $\delta A = pdV$ и $dU = {}^m\!/_\mu C_V dT$, получим $pdV = -{}^m\!/_\mu C_V dT$ (1). С другой стороны, из $pV = {}^m\!/_\mu RT$ следует $pdV + Vdp = {}^m\!/_\mu RdT$ (2). Разделив (2) на (1) получим:

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

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

$$pV^\gamma = const$$



Используя уавнение Менделеева-Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu}RT$, получаем:

$$TV^{\gamma-1} = const$$
$$T^\gamma p^{1-\gamma} = const$$

Диаграмма адиабатического процесса — **адиабата** — в координатах (p,V) изображается гиперболой. Адиабата $(pV^\gamma = const)$ более крута, чем изотерма $(pV = const)$. Это объясняется тем, что при адиабатическом сжатии 1–3 увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объема, но и повышением температуры.

36. Работа газа в адиабатическом процессе.

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

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

Откуда получаем $A = \frac{p_1V_1}{\gamma - 1}\left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1}\frac{m}{\mu}\left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right]$, используя уравнение Менделеева-Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu}RT$.

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

1. Преобразования Галилея. Инвариантность уравнений классической механики относительно преобразования Галилея.
2. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа
3. При изохорном нагревании кислорода объемом **20 л** давление газа изменилось на **0,1 МПа**. Найти количество теплоты, сообщенное газу.
4. Пуля массой m=9 г, летящая горизонтально со скоростью V=500 м/с, попадает в баллистический маятник массой M=12 кг и застревает в нём. Определить максимальную высоту, на которую поднимается маятник после внедрения пули.

Билет $\underline{8.3}$ Дано: $\Delta p = 0{,}2$ МПа, $V = 40$ л

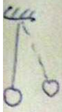
$\Delta Q = ?$ Решение:

$\Delta Q = \Delta U + A = \Delta U + \cancel{pdV} \ \{V = const\}$

$\Delta Q = \Delta U = \frac{5}{2}\Delta p V =$

29.4. $m = 9$ г $v = 500$ м/с

$M = 12$ кг $h_{max} - ?$



$mv = (M+m)u \rightarrow u = \frac{mv}{m+M}$

$\frac{mv^2}{2} = Q + \frac{(m+M)u^2}{2}$

$\frac{mv^2}{2} = Q + mgh_{max}$

$h_{max} = \frac{m^2v^2}{2g(m+M)^2}$

10. <u>**Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов.**</u>

Пусть в сосуде объемом V находится идеальный газ массой m, состоящий из N молекул массой m_0, движущихся с одинаковыми скоростями υ. Концентрация молекул в газе по определению $n = N/V$.

Если при соударениях со стенками за время Δt элементарной площадке ΔS стенки сосуда передается импульс ΔP, то ***давление*** газа, оказываемое им на стенку сосуда $p = \frac{\Delta P}{\Delta t \Delta S}$.

При каждом соударении молекула, движущаяся перпендикулярно стенке, передает ей ***импульс*** $2m_0\upsilon$. В среднем по направлению к стенке движется $1/6$ часть всех молекул. (Если рассмотреть три взаимно перпендикулярные оси, то в среднем только $1/3$ молекул движется вдоль одной из осей и только половина из них $1/2(1/3)$ вдоль данного направления.) Поэтому, за время Δt площадки ΔS достигнут $\frac{1}{6}n\Delta S\upsilon\Delta t$ молекул и передадут ей импульс $\Delta P = \frac{1}{3}nm_0\upsilon^2\Delta S\Delta t$.

Давление, оказываемое газом на стенку сосуда: $p = \frac{1}{3}nm_0\upsilon^2$.

Если газ в объеме V содержит N молекул, движущихся со скоростями $\upsilon_1, \upsilon_2, \ldots, \upsilon_N$, то целесообразно рассматривать ***среднюю квадратичную скорость***, которая определяется как

$$\langle\upsilon_{кв}\rangle^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\upsilon_i^2 = \frac{1}{N}\int_0^{\upsilon_{max}}\upsilon^2 dN_\upsilon$$

и характеризует всю совокупность молекул газа.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов:

$$p = \frac{1}{3}nm_0\langle\upsilon_{кв}\rangle^2$$

<u>Другие варианты</u> записи этого уравнения с учетом соотношений $n = N/V$ и $m = Nm_0$ $\Longrightarrow$

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

$$pV = \frac{1}{3}Nm_0\langle\upsilon_{кв}\rangle^2$$

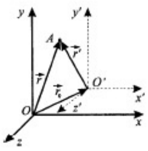
$$pV = \frac{1}{3}N2\frac{m_0\langle\upsilon_{кв}\rangle^2}{2} = \frac{2}{3}E$$

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

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

37. <u>**Преобразования Галилея**</u>

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



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

В начальный момент времени начала координат O и O' этих систем совпадают.

В произвольный момент времени t: $\vec{r}_0 = \vec{u}t$.

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

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

Эти соотношения называются ***преобразованиями координат Галилея.***

Продифференцировав их по времени получим <u>правило сложения скоростей в классической механике:</u> $\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}\,' + \vec{u}$

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

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

1.14 Лекция 14

1. Связь между потенциальной энергией и силой. Потенциальная энергия тяготения и упругих деформаций.
2. Цикл Карно. Теорема Карно.
3. С какой скоростью V движется частица, если ее полная энергия в два раза больше энергии покоя?
4. Объем моля идеального газа с показателем адиабаты γ изменяют по закону $V = a/T$, где a – постоянная. Найти количество тепла, полученное газом в этом процессе, если его температура изменилась на ΔT.

Билет 20.3 Дано: $m_r = 2m_0$, $v = ?$ Решение

$$\frac{\cancel{m_0}}{\sqrt{1-(v/c)^2}} = 2\cancel{m_0} \Rightarrow v = \frac{\sqrt{3}}{4}c$$

20.4 Дано: $V = \frac{a}{T}$, γ; $\delta Q = ?$, dT

Решение: $TV = a = const$; из уравнения состояния $T = const$, $PV = const \Rightarrow$

$T \sim PV \Rightarrow PV^2 = a \Rightarrow$ политропа $n = 2$

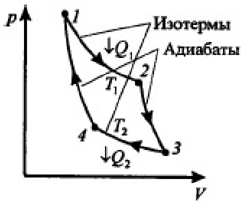
$$\frac{\delta Q}{dT} = C = \frac{n-\gamma}{(n-1)(\gamma-1)} R \Rightarrow \int \delta Q = \frac{2-\gamma}{\gamma-1} \int R\,dT$$

$$\Delta Q = \frac{2-\gamma}{\gamma-1} R \Delta T$$

48. Теорема Карно

Из всех периодически действующих ***тепловых машин***, имеющих ***одинаковые*** температуры нагревателей T_1 и холодильников T_2, ***наибольшим КПД*** *обладают обратимые машины*. При этом КПД обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей и холодильников, равны друг другу и ***не зависят от природы рабочего тела***, а определяются только температурами нагревателя и холодильника.

49. Цикл Карно.



Наиболее экономичный *обратимый круговой процесс*, состоящий из двух изотерм и двух адиабат.

Рассмотрим ***прямой цикл Карно***, в котором в качестве рабочего тела используется идеальный газ, заключенный в сосуд с подвижным поршнем.

Последовательные термодинамические процессы в цикле Карно

1-изотерма-2-адиабата-3-изотерма-4-адиабата-1:

Изотермическое расширение 1—2 $T = const; \quad V_2 > V_1$	$A_{12} = \frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1$
Адиабатическое расширение 2—3 $\delta Q = 0; \quad T_2 < T_1$	$A_{23} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_2 - T_1)$
Изотермическое сжатие 3—4 $T = const; \quad V_4 < V_3$	$A_{34} = \frac{m}{\mu} R T_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2$
Адиабатическое сжатие $\delta Q = 0; \quad T_1 > T_2$	$A_{41} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) = -A_{23}$

Работа, совершаемая в результате кругового процесса,

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 + A_{23} = Q_1 - Q_2$$

Для адиабат 2–3 и 4–1 уравнения Пуассона: $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$, $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$, откуда $V_1/V_2 = V_3/V_4$.

Используя это, ***термический КПД цикла Карно:***

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} R T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

действительно определяется только температурами нагревателя и холодильника.

ВЫВОДЫ

В курсе лекций рассмотрены основные темы курса «Физика» такие как: основные законы кинематики и кинематического движения тел, основные законы статики, основные законы динамики, основные законы движения и взаимодействия элементарных частиц.

Данный конспект лекций составлен на основе лекционного курса, читаемого в МГТУ им. Н.Э. Баумана на кафедре иу4 преподавателем Подгузовым Г. В. Курс лекций рекомендован к выполнению текущих аттестационных мероприятий и подготовки к зачету по предмету «Основы электротехники».

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Вайскопф В. Наука и удивительное (как человек понимает природу). - М.: Наука, 1965.
2. Готт В. С. Философские вопросы современной физики. - М.: Высшая школа, 1988.
3. Зельдович Я.Б., Хлопов М.Ю. Драма идей в познании природы.- М.: Наука, 1988.
4. Капица П. Л. Эксперимент. Теория. Практика. - М.: Наука, 1977.