

1. Механика

1.1. Кинематика – величины и обозначения.

путь s , перемещение \vec{s} , скорость \vec{v} , ускорение \vec{a} , время t . Модуль вектора перемещения и путь обозначаются одной буквой s , но эти величины совпадают только при движении по прямой в одну сторону. В кинематике не рассматриваются масса, сила, импульс, энергия.

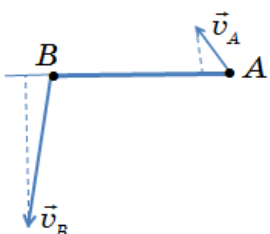
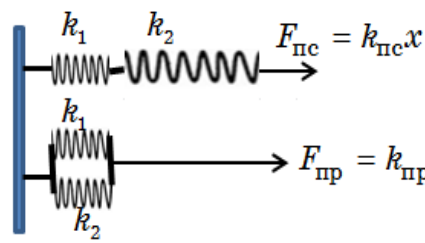
1.1.1	s - путь. Длина траектории, по которой движется тело. Положительная величина, со временем может только возрастать или оставаться постоянным.
1.1.2	$x(t), y(t), z(t)$ - координаты тела, зависящие от времени t . При движении по прямой используется только одна координата, по плоскости – две координаты, в пространстве – три координаты. Зависимость координаты от времени называют уравнением движения или законом движения.
1.1.3	1) $x(t) = x_0 + v_x t$ 2) $x(t) = x_0 + v_{x0} \cdot t + a_x \frac{t^2}{2}$ 3) $x(t) = x_m \cos \omega t$ Примеры законов движения вдоль одной оси координат x . 1) равномерное движение с постоянной проекцией скорости v_x . 2) движение с постоянной проекцией ускорения a_x 3) гармоническое колебательное движение с амплитудой x_m и циклической частотой ω .
1.1.4	$\Delta x = x(t + \Delta t) - x(t) \equiv s_x$ перемещение тела Δt . s_x - проекция вектора перемещения на ось x .
1.1.5	$s = l_1 + l_2 + l_3 \dots$ путь равен сумме длин участков траектории $l_1, l_2 \dots$
1.1.6	$v_{x\text{ср}} = \frac{\Delta x}{\Delta t}$, $v_{\text{ср}} = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ определение проекции средней скорости на ось x . Если движение происходит в одну сторону, то не используют слово «проекция», опускают индекс x , говорят о средней скорости.
1.1.7	$v_x(t) \equiv x'(t)$ - проекция на ось x мгновенной скорости по определению равна производной координаты $x(t)$ по времени. Знак равенства \equiv используется, когда соотношение вводится по определению.
1.1.8	$x(t) = x_0 + v_x t$ зависимость координаты от времени при неизменной проекции скорости v_x . x_0 – начальная координата

1.1.9	$a_x \equiv \frac{\Delta v_x}{\Delta t}$ проекция на ось x среднего ускорения по определению
1.1.10	$a_x(t) \equiv v'_x(t) \equiv x''(t)$ проекция мгновенного ускорения на ось x по определению равна производной проекции скорости $v_x(t)$ по времени или второй производной координаты $x(t)$ по времени.
1.1.11	$v_x(t) = v_{x0} + a_x t$ $v(t) = v_0 + at$ зависимость проекции скорости от времени при постоянной проекции ускорения. Когда знак проекции скорости не изменяется при движении слова «проекции» и индексы опускают. v_0 - скорость в начальный момент времени.
1.1.12	$x(t) = x_0 + v_{x0} \cdot t + a_x \frac{t^2}{2}$ зависимость координаты от времени при движении с постоянным ускорением.
1.1.13	<p>a) $s(t) = \frac{at^2}{2}$ частный случай движения с постоянным ускорением, когда начальная скорость и начальная координата тела равны нулю и тело разгоняется с ускорением a. s – путь, пройденный за время t и модуль вектора перемещения, совпадающий в этом случае с величиной пути.</p> <p>b) $v^2(t) = 2as(t)$ связь скорости и пути в этом случае</p>
1.1.14	<p>$s_{\text{торм}} = \frac{v_0^2}{2a}$ тело, имеющее скорость v_0 тормозится с ускорением a.</p> <p>$s_{\text{торм}}$ - тормозной путь.</p>
1.1.15	<p>$v_x^2(t) - v_{x0}^2 = 2a_x \cdot \Delta x(t) = 2a_x \cdot s(t)$ связь проекции начальной скорости и проекции скорости в момент времени t с перемещением $s(t) = \Delta x$ за время t. Если тело движется в одном направлении, можно в этой формуле использовать модули скоростей и ускорения.</p> <p>$v^2(t) - v_0^2 = \pm 2as(t)$. Знак +соответствует увеличению скорости со временем, минус- уменьшению скорости.</p>
1.1.16	<p>a) $v^2 = v_0^2 + 2gh$ тело бросили вертикально вниз со скоростью v_0. Пролетев расстояние h, оно достигает скорости v.</p> <p>b) $h = v_0 t + \frac{gt^2}{2}$ -связь высоты и времени полета в этом случае</p> <p>c) $v(t) = v_0 + gt$ зависимость скорости от времени при падении тела</p>

1.1.17	<p>a) $v^2 = v_0^2 - 2gh$ тело бросили вертикально вверх со скоростью v_0. Поднявшись на высоту h, оно имеет скорость v.</p> <p>b) $h = v_0 t - \frac{gt^2}{2}$ связь времени подъема и высоты в этом случае</p> <p>c) $v(t) = v_0 - gt$ зависимость скорости от времени</p>
1.1.18	<p>$s_n = \frac{g\tau^2}{2} (2n - 1) = 5 \cdot (2n - 1)$ (5 м, 15 м, 25 м, 35 м ..)</p> <p>тело падает без начальной скорости. s_n - путь за n-ю секунду. $\tau=1$ с</p>
1.1.19	<p>$v_{\text{ср}} = \frac{v_{\text{Н}} + v_{\text{К}}}{2}$ связь средней скорости $v_{\text{ср}}$ с начальной и конечной при движении с постоянным ускорением, если направление движения не изменяется</p>
1.1.20	<p>$\begin{cases} v_x = x'(t), a_x = v'_x = x''(t) \\ v_y = y'(t), a_y = v'_y = y''(t) \end{cases}$ Тело движется в плоскости. Положение тела задается двумя координатами $x(t), y(t)$.</p> <p>Проекции скорости и ускорения выражаются через производные координат по времени.</p> <p>$\begin{cases} x(t) = x_0 + v_{0x}t + \frac{a_x t^2}{2} \\ y(t) = y_0 + v_{0y}t + \frac{a_y t^2}{2} \end{cases}$ зависимость координат от времени при постоянном ускорении</p> <p>$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2}$ описание движения в плоскости при постоянном ускорении \vec{a} с помощью радиуса- вектора $\vec{r}(t)$, проведенного из начала координат к точке нахождения тела.</p>
1.1.21	<p>c) $\begin{cases} \vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2} \\ \vec{v}_{\text{ср}} = \frac{\vec{r}(t) - \vec{r}_0}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}, \quad u_{\text{ср}} = \frac{\text{путь}}{\text{время}} \end{cases}$ описание движения в плоскости при постоянном ускорении \vec{a} с помощью радиуса- вектора $\vec{r}(t)$, проведенного из начала координат к точке нахождения тела.</p>

	$\vec{v}_{\text{ср}}$ - векторная средняя скорость, $u_{\text{ср}}$ - средняя путевая скорость.
1.1.22	$\begin{cases} x(t) = v_0 \cos \alpha \cdot t \\ y(t) = v_0 \sin \alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2} \end{cases}$ зависимости от времени координат тела, брошенного со скоростью \vec{v}_0 под углом α к горизонту. Ось x горизонтальная, y – вертикальная, начало отсчета на земле в точке бросания тела.
1.1.23	$y(x) = x \operatorname{tg} \alpha - \frac{gx^2}{2v_0^2 \cos^2 \alpha}$ уравнение траектории тела (параболы), брошенного со скоростью \vec{v}_0 под углом α к горизонту.
1.1.24	$L = \frac{v_0^2}{g} \sin 2\alpha$ дальность полета тела, брошенного со скоростью \vec{v}_0 под углом α к горизонту.
1.1.25	$H = \frac{v_0^2}{2g} \sin^2 \alpha = \frac{L}{4} \operatorname{tg} \alpha$ наибольшая высота траектории при полете тела, брошенного со скоростью \vec{v}_0 под углом α к горизонту.
1.1.26	$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \vec{g}t$ $v_x(t) = v_0 \cos \alpha$ $v_y(t) = v_0 \sin \alpha - gt$ зависимость от времени скорости и проекций скорости при движении тела, брошенного под углом α к горизонту со скоростью \vec{v}_0 .
1.1.27	$\tau = \frac{2v_0}{g} \sin \alpha$ время полета тела, брошенного под углом α к горизонту со скоростью \vec{v}_0 .
1.1.28	$\omega \equiv \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ угловая скорость ω тела, движущегося по окружности. $\Delta\varphi$ – дуга в радианах, которую проходит тело за промежуток времени Δt .
1.1.29	$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ связь угловой скорости ω с периодом обращения T и частотой вращения ν

1.1.30	$v_{\text{лин}} = \omega R = \frac{2\pi R}{T}$ связь линейной скорости тела $v_{\text{лин}}$ с угловой скоростью ω (или периодом T) и радиусом окружности R , по которой движется тело.
1.1.31	$a_{\text{ц}} = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R = v\omega$ кинематическая формула для центростремительного ускорения $a_{\text{ц}}$ тела, движущегося по дуге окружности радиуса R со скоростью v . Формула одинаковая для спутника, камня на веревке, электрона в магнитном поле
1.1.32	$a_{\text{т}} \equiv \frac{\Delta v}{\Delta t}$ тангенциальное ускорение $a_{\text{т}}$ по определению. Δv – изменение скорости тела, движущегося по окружности за время Δt . При равномерном движении по окружности тангенциальное ускорение отсутствует.
1.1.33	$\vec{v}_{\text{абс}} = \vec{v}_{\text{отн}} + \vec{v}_{\text{пер}}$ – закон сложения скоростей в классической механике. $\vec{v}_{\text{абс}}$ – скорость тела относительно системы отсчета, принятой за неподвижную, $\vec{v}_{\text{отн}}$ – скорость тела относительно подвижной системы отсчета, $\vec{v}_{\text{пер}}$ – переносная скорость, т.е. скорость подвижной системы относительно неподвижной. Пример. Паровоз проезжает мимо придорожного столба со скоростью $\vec{v}_{\text{п}}$. Машинист паровоза видит, что столб движется назад со скоростью $(-\vec{v}_{\text{п}})$ (предметы в кабине он считает неподвижными). Грузовик, едущий со скоростью $\vec{v}_{\text{г}}$, для машиниста паровоза выглядит, как едущий со скоростью $\vec{v}_{\text{отн}} = \vec{v}_{\text{г}} - \vec{v}_{\text{п}} = \vec{v}_{\text{г}} + (-\vec{v}_{\text{п}})$. Т.е. и грузовику машинист «приписал», т.е. добавил вектор $(-\vec{v}_{\text{п}})$ как столбу. Будем называть такое мнемоническое правило отыскания скорости относительно подвижной системы «правилом столба».
1.1.34	$\vec{a}_{\text{абс}} = \vec{a}_{\text{отн}} + \vec{a}_{\text{пер}}$ сложение ускорений в случае, когда подвижная система движется поступательно. Если подвижная система вращается, то связь ускорений более сложная. В таком виде она применима для вращающейся системы в частном случае, когда $\vec{v}_{\text{отн}} = 0$.

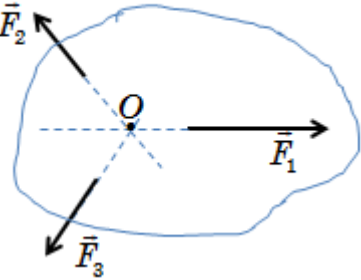
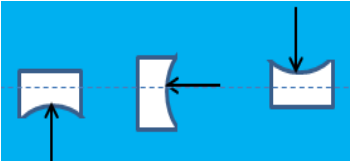
1.1.35	Проекции скоростей двух произвольных точек твердого тела на прямую, соединяющую эти точки, равны между собой. (Теорема о проекции).	
<h2>1.2 Динамика</h2>		
1.2.1	$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}$ ускорения (модули) взаимодействующих тел обратно пропорциональны их массам .	
1.2.2	$\vec{F} = m\vec{a}$ 2-ой закон Ньютона, определение силы, действующей на тело, движущееся с ускорением.	
1.2.3	$m\vec{a} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \vec{F}_p$ Если на тело действуют несколько сил, то ускорение определяется их векторной суммой, называемой равнодействующей силой \vec{F}_p .	
1.2.4	$\vec{F}_{2 \rightarrow 1} = -\vec{F}_{1 \rightarrow 2}$ 3-й закон Ньютона. Тела действуют друг на друга с силами, равными по модулю и противоположными по направлению. Согласно Ньютону такой характер взаимодействия имеет место в любой момент времени.	
1.2.5	$\rho \equiv \frac{m}{V}$ плотность ρ вещества по определению. m – масса тела, V – объем тела.	
1.2.6	$F_{\text{упр}} = -kx$ закон Гука. Сила упругости $F_{\text{упр}}$ пропорциональна величине деформации x . Коэффициент k , называемый жесткостью, зависит от материала тела и его размеров. Для длинного стержня приближенно жесткость пропорциональна площади сечения и обратно пропорциональна длине $k \propto \frac{S}{l}$ (\propto – знак пропорциональности)	
1.2.7		Жесткость комбинированной пружины выражается через жесткости отдельных пружин

	$k_{\text{пр}} = k_1 + k_2$ при «параллельном» соединении пружин $\frac{1}{k_{\text{пс}}} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \Rightarrow k_{\text{пс}} = \frac{k_1 k_2}{k_1 + k_2}$ при «последовательном»	
1.2.8	$p \equiv \frac{N}{S}$ давление p при контактном взаимодействии двух тел. N – сила, с которой тела действуют друг на друга, S – площадь поверхности контакта.	
1.2.9	$\vec{N} = m(\vec{g} - \vec{a})$ N – сила, с которой тело давит на опору или растягивает подвес (вес тела) в лифте, движущемся с ускорением \vec{a}	
1.2.10	$F_{\text{тр.ск}} = \mu N$ связь силы трения скольжения $F_{\text{тр.ск}}$ и силы нормального давления N . Коэффициент трения μ не зависит от скорости скользящего тела.	
1.2.11	$F_{\text{тр.покоя}} \leq \mu N$ сила трения покоя $F_{\text{тр.покоя}}$ может быть любой в интервале от нуля до трения скольжения μN . В этих пределах сила трения покоя подстраивается под внешние силы, стараясь препятствовать скольжению.	
1.2.12	<p>на тело, помещенное без толчка на наклонную плоскость, действуют три силы: сила тяжести $m\vec{g}$, нормальная реакция плоскости \vec{N} и сила трения $\vec{F}_{\text{тр}}$.</p> <p>Проекции сил оси x, y</p> $(mg)_x = mg \sin \alpha \quad (mg)_y = -mg \cos \alpha$ $F_{\text{тр}x} \leq \mu mg \cos \alpha$	
1.2.13	<p>в некоторых случаях удобно представить силу тяжести в виде двух составляющих.</p> $m\vec{g} = \vec{F}_{\text{ск}} + (-\vec{N}) \quad F_{\text{ск}} = mg \sin \alpha$ $N = mg \cos \alpha$ <p>$\vec{F}_{\text{ск}}$ – скатывающая сила, параллельная наклонной плоскости, $(-\vec{N})$ – сила</p>	

	нормального давления тела на плоскость	
1.2.14	$F_{\text{тр}} \leq \mu mg \cos \alpha$ сила трения на наклонной плоскости	
1.2.15	если коэффициент трения $\mu > \operatorname{tg} \alpha$ тело, помещенное на наклонную плоскость, не скользит вниз	
1.2.16	$a = g \sin \alpha$ ускорение тела, скатывающегося вниз по гладкой наклонной плоскости с углом при основании α	
1.2.17	$F_{\uparrow} = mg \sin \alpha + \mu mg \cos \alpha$ сила F_{\uparrow} , которую надо приложить вдоль наклонной плоскости, чтобы перемещать тело равномерно вверх по плоскости.	
1.2.18	$F_{\text{Н}} = G \frac{m_1 m_2}{R^2}$ закон всемирного тяготения Ньютона. Два точечных тела (или два шара) притягиваются друг к другу с силой $F_{\text{Н}}$, пропорциональной массам тел и обратно пропорциональна квадрату расстояния R между центрами тел. Коэффициент пропорциональности $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$ называется гравитационная постоянная	
1.2.19	$g = \frac{F_{\text{Н}}}{m} = G \frac{M}{R^2} = G \frac{4}{3} \pi \rho R$ связь ускорения свободного падения на поверхности планеты g с параметрами планеты массой M , плотностью ρ , радиусом R .	
1.2.20	$v_1 = \sqrt{Rg}$ первая космическая скорость на планете радиуса R с ускорением свободного падения на поверхности g . Для Земли $v_{1\text{Земли}} \approx 8 \text{ км/с}$.	
1.2.21	$v_2 = \sqrt{2Rg}$ вторая космическая скорость. Для Земли $v_{2\text{Земли}} \approx 11,2 \text{ км/с}$	
1.2.22	$\vec{F}_{\text{и}} = -m\vec{a}$ $m\vec{a}_{\text{отн}} = \vec{F}_{\text{р}} + \vec{F}_{\text{и}}$ Если система отсчета движется с ускорением \vec{a} по отношению к инерциальной системе отсчета, то такая система является неинерциальной (например, поезд, идущий с ускорением). Чтобы описывать движение относительно такой системы с помощью 2-го закона Ньютона, нужно считать, что на тело, кроме «обычной» равнодействующей силы $\vec{F}_{\text{р}}$, действует дополнительная сила инерции $\vec{F}_{\text{и}}$.	

1.3 Статика

1.3.1	$\vec{F}_1 + \vec{F}_1 + \dots + \vec{F}_n = \vec{F}_p$ сумма сил, действующих на тело, называется равнодействующей силой \vec{F}_p . Если тело точечное, то под действием равнодействующей тело движется поступательно так, как под действием суммы сил. В случае тела конечных размеров кроме поступательного движения возможно вращательное. Чтобы обеспечить правильное движение, включая вращательное, равнодействующая должна быть приложена в определенной точке протяженного тела. Равнодействующая существует не для любой системы сил. Пара сил, т.е. две силы \vec{F}_1 и $\vec{F}_2 = -\vec{F}_1$, приложенные в разных точках тела, нельзя заменить одной, так, чтобы воздействие на тело не изменилось.
1.3.2	$\vec{F}_1 + \vec{F}_1 + \dots + \vec{F}_n = \vec{F}_p = \mathbf{0}$ условие равновесия материальной точки
1.3.3	$M \equiv F \cdot l$ момент M силы F относительно оси равен по определению произведению модуля силы на расстояние l от оси до линии действия силы. (l – плечо силы). Если сила вращает против часовой стрелки, ее момент считают положительным, по часовой стрелке – отрицательным.
1.3.4	$a) \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \mathbf{0}$ $b) M_1 + M_2 + \dots + M_n = 0$ условия равновесия тела конечных размеров. Условие $a)$ обеспечивает отсутствие поступательного движения, условие $b)$ – вращательного. Предполагается, что все векторы сил лежат в плоскости, перпендикулярной оси вращения. Если ось закреплена, то условие $a)$ выполнено автоматически за счет сил, приложенных к оси.
1.3.5	$x_{\text{цт}} = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + \dots + m_n x_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n}$ координата центра тяжести (ЦТ) системы материальных точек массами m_1, m_2, \dots, m_n . x_1, x_2, \dots, x_n – координаты точек. В ЦТ приложена равнодействующая всех сил тяжести, действующих на отдельные частицы системы. Формула применима и для ЦТ системы шаров.

1.3.6		<p>Если твердое тело конечных размеров находится в равновесии под действием трех непараллельных сил, лежащих в одной плоскости, то линии действия этих сил пересекаются в одной точке. (Теорема о трех силах).</p>
1.3.7	<p>$p = \frac{F}{S}$ определение давления жидкости p: отношение силы F (силы давления), действующей на поверхность со стороны жидкости к площади S этой поверхности. Закон Паскаля: давление, производимое на покоящуюся жидкость или газ, передается в любую точку жидкости одинаково по всем направлениям. То есть, если в данной точке жидкости вращать манометр, измеряя давление в разных направлениях, показания прибора будут одинаковые.</p> 	
1.3.8	<p>$p = \rho gh$ давление p столба жидкости под действием силы тяжести. ρ – плотность жидкости, h – высота столба.</p>	
1.3.9	<p>$F_A = \rho gV$ Закон Архимеда. На тело, погружённое в жидкость, действует выталкивающая сила F_A (сила Архимеда), равная весу жидкости объема, равного объему погруженной в жидкость части тела. ρ – плотность жидкости, V – объем погруженной части тела, g – ускорение свободного падения. Закон применим и к газам.</p>	
1.3.10	<p>1) $F_A > mg$ 2) $F_A = mg$ 3) $F_A < mg$ Условия плавания тел. F_A – сила Архимеда при полном погружении тела в жидкость. 1) Тело плавает, частично погрузившись в жидкость. 2) Тело в безразличном равновесии на любой глубине. 3) Тело тонет.</p>	
1.3.11	<p>$P = mg - F_A = (\rho_{\text{тела}} - \rho_{\text{ж}})Vg$ вес тела P массой m при погружении его в жидкость плотности $\rho_{\text{ж}} < \rho_{\text{тела}}$. Объем погруженной части тела V.</p>	
1.3.12	<p>$\Delta V = vS\Delta t$, $\Delta m = \rho vS\Delta t$ Жидкость(или газ) плотности ρ со скоростью v течет по трубе сечением S. За время Δt из трубы вытечет объем жидкости ΔV массой Δm.</p>	

1.3.13	$v^2 = 2gh$ Жидкость находится в тонкостенном сосуде. На глубине h от поверхности имеется небольшое отверстие. Жидкость вытекает из него со скоростью v , такой же, как у тела, падающего с высоты h . (Формула Торичелли).
1.4 Законы сохранения	
1.4.1	$\vec{p} \equiv m\vec{v}$ определение импульса тела \vec{p} : вектор, модуль которого равен произведению массы тела на модуль скорости, а направление совпадает с направлением вектора скорости.
1.4.2	$\Delta\vec{p} = \vec{F}\Delta t$ второй закон Ньютона в импульсной форме. Изменение импульса тела $\Delta\vec{p}$ равно импульсу приложенной силы \vec{F} . Импульсом силы называется произведение $\vec{F} \cdot \Delta t$. При неизменной массе тела такая форма закона совпадает с использованной ранее $m\vec{a} = \vec{F}$.
1.4.3	$\vec{P}_{\text{пол}} \equiv \sum \vec{p}_i \equiv \sum m_i \vec{v}_i$ полным импульсом $\vec{P}_{\text{пол}}$ системы частиц называется вектор, равный сумме импульсов отдельных частиц.
1.4.4	$\Delta\vec{P}_{\text{пол}} = \vec{F}_{\text{внш}}\Delta t$ изменение полного импульса системы тел $\Delta\vec{P}_{\text{пол}}$ за время Δt определяется импульсом только внешних сил $\vec{F}_{\text{внш}}$. Если внешних сил нет, то полный импульс системы тел не изменяется со временем $\vec{P}_{\text{пол}} = m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots m_n\vec{v}_n = m_1\vec{v}'_1 + m_2\vec{v}'_2 + \dots m_n\vec{v}'_n$
1.4.5	$x_{\text{цм}} \equiv \frac{m_1x_1 + m_2x_2 + \dots + x_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n}$ определение координаты $x_{\text{цм}}$ центра масс (ЦМ). $x_1, x_2, \dots x_n$ – координаты отдельных точечных тел (или шаров). Центр тяжести системы находится в этой же точке.
1.4.6	$V_{\text{цм}x} \equiv \frac{m_1v_{1x} + m_2v_{2x} + \dots + m_nv_{nx}}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{P_{\text{пол}x}}{m_1 + m_2 + \dots + m_n}$ $V_{\text{цм}x}$ – проекция скорости центра масс. $v_{1x}, v_{2x} \dots v_{nx}$ – проекции скоростей отдельных частиц массами $m_1, m_2 \dots m_n$. $P_{\text{пол}x}$ – проекция полного импульса системы. Если проекция внешней силы на ось x равна нулю, проекция скорости ЦМ $V_{\text{цм}x}$ не изменяется. В частности, если при отсутствии проекции внешней силы на ось x оси

	ЦМ в начальный момент покоился, то он остается неподвижным все время.
1.4.7	<p>$A \equiv F s \cos \alpha = \vec{F} \cdot \vec{s} = \vec{F} \cdot \vec{v} \cdot \Delta t$ механическая работа A, производимая постоянной силой \vec{F} над материальной точкой при ее перемещении \vec{s} по определению. α - угол между вектором силы и вектором перемещения, \vec{v} - скорость точки. Полная работа $A_{\text{пол}}$ над системой материальных точек по определению равна сумме работ над отдельными точками.</p> $A_{\text{пол}} \equiv \sum_i A_i$
1.4.8	<p>$N \equiv \frac{A}{\Delta t}$ мощность N силы по определению - отношение работы силы к интервалу времени Δt, за которое эта работа была произведена.</p>
1.4.9	<p>$N = F \cdot v$ сила \vec{F}, действующая на тело в направлении вектора скорости \vec{v}, развивает мощность N.</p>
1.4.10	<p>$E_{\text{кин}} \equiv \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = \frac{p^2}{2m}$ кинетическая энергия $E_{\text{кин}}$ тела массой m, движущегося со скоростью \vec{v} по определению. $p = mv$ - модуль импульса тела. Формула применима при поступательном движении тела, когда скорость у всех точек одинаковая.</p>
1.4.11	<p>$E_{\text{кин1}} - E_{\text{кин0}} = \sum_i A_i$ Изменение кинетической энергии системы равно работе всех внутренних и внешних сил, действующих на тела системы. Теорема об изменении кинетической энергии.</p>
1.4.12	<p>$v'_{1x} = \frac{(m_1 - m_2)v_{1x} + 2m_2v_{2x}}{m_1 + m_2} \quad v'_{2x} = \frac{(m_2 - m_1)v_{2x} + 2m_1v_{1x}}{m_1 + m_2}$</p> <p>Упругое центральное столкновение двух шаров массами m_1, m_2. v_{1x}, v_{2x} - проекции скоростей шаров до столкновения, v'_{1x}, v'_{2x} - проекции после столкновения. Если массы шаров одинаковые, шары «обмениваются» скоростями $v'_{1x} = v_{2x}, v'_{2x} = v_{1x}$ при $m_1 = m_2$</p>

1.4.13	$u'_{1x} = -u_{1x}, \quad u'_{2x} = -u_{2x}$ <p>Описание упругого центрального столкновения двух шаров массами m_1, m_2 в системе отсчета, где ЦМ покоится. u_{1x}, u_{2x} – проекции скоростей до удара, u'_{1x}, u'_{2x} – проекции скоростей после удара. В этой системе отсчета проекции скоростей частиц после удара изменяют знак, не изменяясь по модулю.</p>
1.4.14	$E_{\text{упр}} = \frac{kx^2}{2}$ <p>потенциальная энергия $E_{\text{упр}}$ упруго деформированного тела. k – жесткость, x – величина деформации. Чаще всего используется в задачах с пружинами, резиновым шнурами..</p>
1.4.15	$E_{\text{п}} = mgh = A$ <p>потенциальная энергия $E_{\text{п}}$ тела, поднятого над Землей на высоту h. Эта энергия равна работ A, совершаемой силой тяжести при падении тела с высоты h.</p>
1.4.16	<p>Сохранение полной механической энергии при падении тела с высоты h с начальной скоростью $v_{\text{вверху}}$.</p> $E_{\text{к внизу}} = E_{\text{полн.вверху}} \quad \frac{mv_{\text{внизу}}^2}{2} = \frac{mv_{\text{вверху}}^2}{2} + mgh$
1.4.17	$v = \sqrt{2gl(1 - \cos \alpha)}$ <p>шарик, подвешенный на нитке длиной l, имеет скорость v, когда проходит положение равновесия после отклонения на угол α.</p>
1.4.18	$E_{\text{Г}} = -G \frac{mM}{R}$ <p>гравитационная потенциальная энергия взаимодействия двух точечных или сферически симметричных тел. R – расстояние между центрами. За нулевой уровень энергии принята энергия, соответствующая бесконечно большому расстоянию между телами.</p>
1.4.19	$\Delta E_{\text{мех}} = A_{\text{внш}} + A_{\text{тр}}$ <p>закон сохранения и изменения механической энергии системы тел. Изменение механической энергии системы равно работе внешних сил и сил трения (любых – внешних и внутренних).</p>

1.4.20	$\eta_{\text{пл}} \equiv \frac{\Delta E_{\text{пот}}}{A_{\text{под}}} 100\%$ определения КПД $\eta_{\text{пл}}$ наклонной плоскости. $\Delta E_{\text{пот}}$ – прирост потенциальной энергии при подъеме тела по наклонной плоскости, $A_{\text{под}}$ – затраченная на подъем работа.
<h3>1.5 Механические колебания и волны</h3>	
1.5.1	$x(t) = x_m \cdot \sin(2\pi\nu t + \varphi_0) = x_m \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \varphi_0\right) = x_m \cdot \sin(\omega t + \varphi_0)$ $x(t)$ – изменение со временем координаты тела при гармонических колебаниях. x_m – амплитуда колебаний, ν – частота колебаний, $T = \frac{1}{\nu}$ – период колебаний, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота, φ_0 – начальная фаза колебаний
1.5.2	$T = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{\tau}{N}$ соотношения между периодом колебаний T , частотой ν , циклической (угловой) частотой ω , числом N колебаний за время τ .
1.5.3	$v(t) = x(t)' = \omega \cdot x_m \cdot \cos(\omega t + \varphi_0) = v_m \cdot \cos(\omega t + \varphi_0)$ $v_m = \omega \cdot x_m$ $v(t)$ – изменение во времени скорости тела при гармонических колебаниях с циклической частотой ω . x_m – амплитуда координаты, v_m – амплитуда колебаний скорости, φ_0 – начальная фаза колебаний.
1.5.4	$a(t) = v'(t) = x''(t) = -\omega^2 x_m \sin(\omega t + \varphi_0) = -a_m \sin(\omega t + \varphi_0)$ $a_m = \omega^2 x_m = \omega v_m$ $a(t)$ – изменение со временем ускорения тела при гармонических колебаниях с циклической ω . x_m – амплитуда координаты, v_m – амплитуда скорости, a_m – амплитуда колебаний ускорения, φ_0 – начальная фаза колебаний

1.5.5	$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \quad \nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{l}} \quad \omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$ <p>период T малых колебаний математического маятника длиной l. ν, ω – частота и циклическая частота маятника. Формула Гюйгенса.</p>
1.5.6	$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \quad \omega = 2\pi\nu = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$ <p>частота ν, циклическая частота ω, период T гармонических колебаний груза массы m на пружине жесткости k (пружинный маятник). С такой частотой изменяются координата, скорость, ускорение груза. Энергия кинетическая и потенциальная изменяются с частотой вдвое больше 2ν.</p>
1.5.7	$E = \frac{mv(t)^2}{2} + \frac{kx(t)^2}{2} = m\left[\frac{v(t)^2}{2} + \frac{\omega^2 x(t)^2}{2}\right] = const$ <p>E – полная энергия пружинного маятника – сумма кинетической энергии и потенциальной упругой энергии. Координата $x(t)$ и скорость $v(t)$ изменяются со временем по гармоническим законам, полная энергия не зависит не изменяется со временем. Выражение для полной энергии с частотой применимо и для малых колебаний математического маятника.</p>
1.5.8	$y(t, x) = y_m \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right) = y_m \cos \varphi(t, x) \quad \varphi(t, x) = \frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}x$ <p>Плоская волна амплитуды y_m с периодом колебаний T и длиной волны λ движется в положительном направлении оси x. Отклонение от положения равновесия $y(t, x)$ в точке с координатой x в момент времени t описывается уравнением бегущей волны. Фазы колебаний в волне $\varphi(t, x)$ в точках, отстоящих на расстояние λ друг от друга в один и тот же момент отличаются на 2π.</p>
1.5.9	<p>$\lambda\nu = c$ соотношение между частотой ν колебаний в волне, длиной волны λ и скоростью волны c. Применимо для звуковых и электромагнитных волн.</p>
1.5.10	$\Delta\varphi = 2\pi\frac{\Delta x}{\lambda}$ <p>при распространении волны фаза колебаний в один и тот же момент времени в точках, отстоящих на расстояние Δx друг от друга, отличается на $\Delta\varphi$ («набег» фазы).</p>

1.5.11	$p(t, x) = 2p_0 \cos\left(\pi \frac{s_2 - s_1}{\lambda}\right) \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x - \delta\right)$ <p>суммарное колебание давления $p(t, x)$ при возбуждении двух когерентных звуковых волн частоты ω одинаковой амплитуды p_0 с разностью хода $\Delta s = s_2 - s_1$</p>
1.5.12	$\Delta s = \frac{\lambda}{2} (2m + 1) \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ <p>условие на разность хода Δs двух когерентных волн для наблюдения минимума на интерференционной картине</p>
1.5.13	$\Delta s = \lambda m \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ <p>условие на разность хода Δs двух когерентных волн для наблюдения максимума на интерференционной картине</p>
<h2>2. Молекулярная физика. Термодинамика.</h2>	
<h3>2.1 Молекулярная физика</h3>	
2.1.1	$m = \rho V = \nu M = \frac{N}{N_A} M \quad n = \frac{N}{V} = \rho \frac{N_A}{M} \quad N = \frac{m}{M} N_A$ <p>соотношения между массой однородного тела m, его объемом V, плотностью ρ, количеством вещества ν, молярной массой M, числом молекул, составляющих тело N. $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ 1/моль - число Авагадро, n – концентрация молекул вещества.</p>
2.1.2	$m_0 = \frac{M}{N_A} \quad m = m_0 n V \quad n = \frac{\rho}{m_0} \quad v_1 = \frac{1}{n} \quad a = \sqrt[3]{v_1} = \frac{1}{\sqrt[3]{n}}$ <p>соотношения между массой одной молекул m_0, средним объемом, приходящимся на одну молекулу v_1, средним расстоянием между молекулам a</p>
2.1.3	$\Delta N = n v \Delta S \cdot \Delta t$  <p>поток частиц с одинаковой скоростью \vec{v} и концентрацией n пересекает поверхность площади ΔS с нормалью, параллельной вектору скорости. За время Δt площадку пересечет ΔN частиц.</p>
2.1.4	$\langle v^2 \rangle \equiv \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N} \quad v_{\text{кв}} \equiv \sqrt{\langle v^2 \rangle}$ <p>имеется большое число N одинаковых молекул с разными скоростями. $\langle v^2 \rangle$ – среднее значение квадрата скорости по определению. $v_{\text{кв}}$ – средняя</p>

	квадратичная скорость по определению.
2.1.5	$\langle E_{\text{к}} \rangle \equiv \frac{1}{N} (E_{\text{к}1} + E_{\text{к}2} \dots + E_{\text{к}N})$ средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул $\langle E_{\text{к}} \rangle$ по определению.
2.1.6	$p = \frac{1}{3} n m_0 \langle v^2 \rangle = \frac{2}{3} n \langle E_{\text{к}} \rangle$ выражение давления p идеального газа через параметры системы молекул – концентрацию n , массу отдельной молекулы m_0 , среднюю квадратичную скорость или среднюю кинетическую энергию поступательного движения молекул $\langle E_{\text{к}} \rangle$. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории.
2.1.7	$p = \frac{\rho v_{\text{кв}}^2}{3}$ выражение давления p идеального газа через его плотность ρ и среднюю квадратичную скорость поступательного движения молекул $v_{\text{кв}}$.
2.1.8	$a = \sqrt[3]{\frac{1}{n}}$ оценка среднего расстояния между молекулами
2.1.9	$p_0 V_0 = p_1 V_1 = \text{const}$ при постоянной температуре (изотермический процесс) произведение давления идеального газа на его объем неизменно. Закон Бойля-Мариотта.
2.1.10	$T \text{ [K]} = t \text{ }^\circ\text{C} + 273,15$ соотношение температуры T в шкале Кельвина (абсолютной температуры) и температуры t шкале Цельсия. Величина одного градуса в шкале Кельвина (1 К) и в шкале Цельсия одинакова $1 \text{ K} = 1^\circ\text{C}$
2.1.11	$\frac{V}{T} = \text{const}$ при постоянном давлении (изобарный процесс) отношение объема к абсолютной температуре идеального газа неизменно. Закон Гей-Люссака.
2.1.12	$\frac{p}{T} = \text{const}$ в идеальном газе при постоянном объеме (изохорный процесс) отношение давления к абсолютной постоянно. Закон Шарля.

2.1.13	$\frac{pV}{T} = \text{const}$ <p>при неизменной массе идеального газа отношение произведения давления и объема pV к абсолютной температуре T одинаково во всех равновесных состояниях. Уравнение Клапейрона.</p>
2.1.14	$pV = \frac{m}{M} RT = \nu RT$ <p>уравнение Менделеева-Клапейрона (УМК). Описывает равновесное состояние идеального газа с учетом возможного изменения массы газа m. $R=8,31$ Дж/(моль · К) – универсальная газовая постоянная, M [кг/моль] – молярная масса, ν – количество вещества (число молей).</p>
2.1.15	$p = \frac{m}{MV} RT = \frac{\rho}{M} RT \Rightarrow \rho = \frac{pM}{RT}$ <p>связь плотности ρ идеального газа с его давлением p и молярной массой M - следствие УМК.</p>
2.1.16	$p = \frac{N}{VN_A} RT = knT$ <p>давление p идеального газа пропорционально концентрации n молекул и абсолютной температуре T. Коэффициент пропорциональности $k \equiv \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К называется постоянная Больцмана.</p>
2.1.17	$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT$ <p>связь средней кинетической энергии $\langle E_k \rangle$ поступательного движения молекул с абсолютной температурой T.</p>
2.1.18	$v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \sqrt{\frac{3pV}{m}}$ <p>связь средней квадратичной скорости поступательного движения молекул идеального газа с термодинамическими параметрами – абсолютной температурой T, давлением p, объемом V. m – масса газа, m_0 – масса одной молекулы газа.</p>
2.1.19	$p = p_1 + p_2 + \dots p_n$ <p>В сосуде находится смесь идеальных газов. Закон Дальтона утверждает, что полное наблюдаемое p давление смеси равно сумме давлений отдельных компонент (сумме парциальных давлений).</p>
2.1.20	$\rho_{\text{пара}} = \frac{m_{\text{пара}}}{V}$ <p>абсолютной влажностью воздуха называют плотность $\rho_{\text{пара}}$ водяного пара.</p>

2.1.21	$\varphi \equiv \frac{p}{p_H} 100\%$ <p>относительная влажность воздуха φ по определению. p - наблюдаемое давление пара, p_H – давление насыщенного пара при имеющейся температуре.</p>
<h2>2.2 Термодинамика</h2>	
2.2.1	$U = \frac{m}{M} N_A \cdot \langle E_k \rangle = \frac{3m}{2M} RT = \frac{3}{2} \nu RT = \frac{3}{2} pV$ <p>внутренняя энергия U идеального одноатомного газа это кинетическая энергия его молекул. Она выражается через среднюю кинетическую энергию $\langle E_k \rangle$ одной молекулы или через термодинамические параметры газа - абсолютную температуру T, давление p, объем V. ν – количество вещества (число молей газа), M – молярная масса.</p>
2.2.2	$A_{\text{газа}} = p\Delta V \quad A_{\text{внеш}} = -p\Delta V$ <p>работа газа/системы в термодинамике $A_{\text{газа}}$ определяется давлением p и изменением объема ΔV при этом давлении. При расширении газа $\Delta V > 0$, работа газа положительная. Работа внешних сил равна работе газа с обратным знаком $A_{\text{внеш}} = -A_{\text{газа}}$.</p>
2.2.3	$Q = cm\Delta T \Rightarrow c = \frac{Q}{m\Delta T}$ <p>количество теплоты Q, необходимое для нагрева на ΔT определяется массой тела m и удельной теплоемкостью c материала тела.</p>
2.2.4	$Q = c_M \cdot \nu \cdot \Delta T \Rightarrow c_M = \frac{Q}{\nu \cdot \Delta T} = \frac{M \cdot Q}{m \cdot \Delta T}$ <p>количество теплоты, необходимое для нагрева на 1 К одного моля вещества называется молярной теплоемкостью c_M. Молярная теплоемкость c_M связана с удельной теплоемкостью c соотношением $c_M = M \cdot c$.</p>
2.2.5	$Q = C\Delta T \Rightarrow C = \frac{Q}{\Delta T}$ <p>теплоемкость C тела (всего тела, а не одного килограмма и не одного моля) - количество теплоты, необходимой для нагрева этого тела на один 1 К.</p>

2.2.6	$\Delta U = A_{\text{внеш}} + Q$ первый закон термодинамики. ΔU – изменение внутренней энергии системы равно работе внешних сил $A_{\text{внеш}} +$ количество тепла Q , поступившее в систему. Все три величины могут быть как положительные, так и отрицательные. Полученное системой/газом количество теплоты считаем положительным, отданное – отрицательным.
2.2.7	$Q_{\text{отдан}} = Q_{\text{получ}}$ В равновесии температура во всех частях ситемы одинаковая. Если же температура разная, то при переходе к равновесию возникает теплообмен. Одни тела остывают и отдают количество теплоты $Q_{\text{отдан}}$, другие нагреваются, получая количество теплоты $Q_{\text{получ}}$. В замкнутой системе эти теплоты равны. (Уравнение теплового баланса.)
2.2.8	$Q = \lambda m \Rightarrow \lambda = \frac{Q}{m}$ количество теплоты Q , которое необходимо затратить, чтобы расплавить тело с удельной теплотой плавления λ массой m .
2.2.9	$Q = r m \Rightarrow r = \frac{Q}{m}$ количество теплоты Q , которое необходимо затратить, чтобы испарить жидкость массой m и удельной теплотой парообразования r .
2.2.10	$c_v = \frac{Q}{m\Delta T} = \frac{3}{2} \frac{R}{M}$ удельная теплоемкость идеального одноатомного газа при изохорном процессе нагрева ($V = \text{const}$). (Для двухатомного газа вместо $\frac{3}{2}$ нужно взять $\frac{5}{2}$).
2.2.11	$c_p = \frac{Q}{m\Delta T} = \frac{5}{2} \frac{R}{M}$ удельная теплоемкость идеального одноатомного газа при изобарном процессе нагрева ($p = \text{const}$). (Для двухатомного газа вместо $\frac{5}{2}$ нужно взять $\frac{7}{2}$).
2.2.12	$Q = q m$ количесто теплоты Q , которое выделяется при сгорании топлива массой m . q – удельная теплота сгорания, разная у разных веществ.

2.2.13	$\eta \equiv \frac{A}{Q_{\text{получ}}} = \frac{Q_{\text{получ}} - Q_{\text{отдан}}}{Q_{\text{получ}}} = \frac{A}{A + Q_{\text{отдан}}}$ <p>определение КПД η теплового двигателя (цикла). $Q_{\text{получ}}$ – полученная двигателем за цикл теплота, $Q_{\text{отдан}}$ – отданная двигателем теплота, $A = Q_{\text{получ}} - Q_{\text{отдан}}$ – совершенная рабочим телом/газом за цикл работа. Пройдя цикл, рабочее тело возвращается в исходное состояние с той же внутренней энергией, т.е. $\Delta U = 0$.</p>
2.2.14	$\eta = \frac{T_{\text{н}} - T_{\text{х}}}{T_{\text{н}}}$ <p>КПД теплового двигателя с циклом Карно. $T_{\text{н}}$ – максимальная температура в цикле (нагреватель), $T_{\text{х}}$ – минимальная температура (холодильник). Для данной пары температур КПД цикла Карно максимальный из возможных.</p>
2.2.15	$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = kS\Delta T$ <p>Закон теплопередачи Ньютона. При контакте горячего тела с холодным скорость передачи теплоты $\frac{\Delta Q}{\Delta t}$ от горячего тела к холодному пропорциональна разности температур и площади S соприкосновения тел.</p>
2.2.16	$pV^{\frac{5}{3}} = \text{const}$ <p>связь давления идеального одноатомного газа и его объема при адиабатном процессе. (Для двухатомного газа вместо $\frac{5}{3}$ нужно взять $\frac{7}{5}$).</p>
<h3>3. Электродинамика</h3>	
<h4>3.1 Электрическое поле</h4>	

3.1.1	$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$ <p>сила взаимодействия F между двумя точечными зарядами q_1, q_2 пропорциональна произведению модулей зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Величина ϵ_0 называется электрической постоянной. Эта же формула описывает взаимодействие двух равномерно заряженных шаров, r – расстояние между центрами шаров. Закон Кулона.</p>
3.1.2	$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const}$ в замкнутой системе алгебраическая сумма зарядов сохраняется. Закон сохранения заряда.
3.1.3	$\vec{E} \equiv \frac{\vec{F}}{q} \Rightarrow \vec{F} = q\vec{E}$ напряженность \vec{E} электрического поля по определению. \vec{F} – сила, действующая на <i>положительный</i> заряд q .
3.1.4	$\vec{a} = \frac{q\vec{E}}{m}$ частица массой m и зарядом q в электрическом поле напряженности \vec{E} движется с ускорением \vec{a} .
3.1.5	$E_{\text{тз}} = k \frac{Q}{r^2}$ модуль $E_{\text{тз}}$ напряженности электрического поля точечного заряда величиной Q , r – расстояние от заряда до точки наблюдения.
3.1.6	$E_{\text{сф}} = k \frac{Q}{r^2}$ модуль напряженности $E_{\text{сф}}$ электрического поля, созданного равномерно заряженной сферой или шаром с зарядом Q . r – расстояние от центра сферы/шара до точки наблюдения. Формула «работает» только вне сферы/шара для расстояний $r \geq R$, R – радиус сферы/шара. Внутри сферы напряженность поля равна нулю $E_{\text{сфвнутри}} = 0$, внутри равномерно заряженного шара напряженность равна нулю только в центре шара.
3.1.7	$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n$ Имеется несколько зарядов. Напряженность полного поля \vec{E} равна векторной сумме напряженностей, созданных отдельными зарядами. Каждый заряд создает поле так, как будто других зарядов нет. В этом состоит принцип суперпозиции полей.

3.1.8	$\varepsilon \equiv \frac{E_0}{E}$ <p>заряд, например, заряженный металлический шарик, помещенный в диэлектрик (например, в керосин) создает поле, меньшее, чем он создал бы в вакууме. Отношение напряженности поля заряда в вакууме к напряженности поля этого же заряда в среде, называется диэлектрической проницаемостью среды ε.</p>
3.1.9	$\Delta\varphi_{BC} \equiv \frac{A_{BC}}{q} \quad A_{BC} = q\Delta\varphi_{BC} = qU_{BC}$ <p>определение разности потенциалов $\Delta\varphi_{BC}$ между точками B и C. Отношение работы A_{BC} электрического поля над положительным зарядом q при переходе заряда из точки B в точку C к величине заряда q. Это отношение не зависит от величины заряда. Часто разность потенциалов называют напряжением и обозначают буквой $U_{BC} = \Delta\varphi_{BC}$</p>
3.1.10	$\varphi_B \equiv \frac{A_{B\infty}}{q} \quad A_{B\infty} = q\varphi_B$ <p>определение потенциала точки B. Отношение работы $A_{B\infty}$ электрического поля над положительным зарядом q при его перемещении из точки B в бесконечность к величине заряда. Полученное отношение не зависит от величины пробного заряда.</p>
3.1.11	$\varphi_{Tз} = k \frac{Q}{r}$ <p>потенциал $\varphi_{Tз}$ поля точечного заряда Q на расстоянии r от него. Такая же формула для потенциала сферы/шара вне сферы/шара радиуса R при $r \geq R$. Внутри сферы (не шара) потенциал постоянен и равен потенциалу на поверхности.</p>
3.1.12	$\Delta\varphi_{BC} = Ed_{BC} = U$ <p>соотношение между модулем напряженности однородного электрического поля E и напряжением U (синоним разности потенциалов $\Delta\varphi_{BC}$) между двумя точками B и C, лежащими на одной линии напряженности. Расстояние от точки B до точки C обозначено d_{BC}.</p>
3.1.13	$C_{\text{пров}} \equiv \frac{q}{\varphi}$ <p>определение емкости $C_{\text{пров}}$ проводника. Отношение заряда проводника q к его потенциалу φ. Это отношение не зависит от заряда.</p>

3.1.14	$C_{\text{кон}} \equiv \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{q}{U} \quad U = \frac{q}{C_{\text{кон}}} \quad q = C_{\text{кон}} U$ <p>определение емкости конденсатора $C_{\text{кон}}$ - отношение модуля заряда на одной из обкладок q к напряжению между обкладками $\Delta\varphi = U$. Емкость не зависит от величины заряда.</p>
3.1.15	$C_{\text{пл}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$ <p>емкость $C_{\text{пл}}$ плоского конденсатора. S – площадь одной обкладки, d – расстояние между обкладками, ε – диэлектрическая проницаемость диэлектрика, заполняющего пространство между обкладками.</p>
3.1.16	$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}$ <p>общая емкость C последовательно соединенных конденсаторов емкостями $C_1, C_2 \dots C_n$.</p>
3.1.17	$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n$ <p>общая емкость C параллельно соединенных конденсаторов емкостями $C_1, C_2 \dots C_n$.</p>
3.1.18	$W_{\text{э}} = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} q U$ <p>энергия $W_{\text{э}}$, сосредоточенная в заряженном конденсаторе. C – емкость конденсатора, U – напряжение между обкладками, q – модуль заряда обкладки.</p>
3.1.18	$W_{\text{э}} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 V = w V$ <p>энергия $W_{\text{э}}$ электростатического поля, сосредоточенная в объеме V. $w = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \frac{\varepsilon}{8\pi k} E^2$ – энергия, локализованная в единице объема (объемная плотность энергии).</p>
3.1.19	$W_2 = k \frac{q_1 q_2}{r}$ <p>энергия взаимодействия двух электрических зарядов q_1, q_2, r – расстояние между зарядами.</p>
3.1.20	$\sigma \equiv \frac{q}{S}$ <p>определение поверхностной плотности заряда σ – отношение заряда q, распределенного на поверхности площади S к величине площади.</p>
3.1.21	$E_{\text{кон}} = \frac{U}{d} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S}$ <p>напряженность поля $E_{\text{кон}}$ внутри плоского, выраженная через напряжение на конденсаторе U или через</p>

	заряд q на обкладке.
3.1.22	$E_{\text{пл}} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon} = \frac{q}{2\varepsilon_0\varepsilon S}$ <p>напряженность $E_{\text{пл}}$ – электрического поля, созданного зарядом q вдвое меньше, чем в конденсторе с таким же зарядом на обкладке. $\sigma = \frac{q}{S}$ – поверхностная плотность заряда, ε – диэлектрическая проницаемость среды, в которой находится заряженная плоскость.</p>
3.2. Законы постоянного тока	
3.2.1	$I \equiv \frac{\Delta q}{\Delta t}$ <p>определение силы тока I – отношение заряда Δq, прошедшего через сечение проводника за время Δt к величине промежутка времени</p>
3.2.2	$I = q_0 n v S$ <p>выражение силы тока I в проводнике через параметры системы носителей тока – заряд q_0 электрона (йона, дырки), концентрацию n, скорость v направленного движения. S – площадь сечения проводника.</p>
3.2.3	$I = \frac{U}{R} \quad U = IR$ <p>закон Ома для участка цепи без ЭДС- сила тока I на участке пропорциональна напряжению U между концами участка. R – сопротивление участка проводника.</p>
3.2.4	$R = \rho \frac{l}{S}$ <p>соотношение между сопротивлением проводника R и его размерами – длиной l и площадью сечения S. ρ - удельное сопротивление, характеристика материала проводника.</p>
3.2.5	$R_{\text{об}} = R_1 + R_2 + \dots + R_n$ <p>формула для общего сопротивления $R_{\text{об}}$ при последовательном соединении n проводников с сопротивлениями R_1, R_2, \dots, R_n.</p>
3.2.6	$\frac{1}{R_{\text{об}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}$ <p>формула для общего сопротивления $R_{\text{об}}$ при параллельном соединении n проводников с сопротивлениями R_1, R_2, \dots, R_n.</p>

3.2.7	$I_1 + I_2 + \dots = I'_1 + I'_2 \dots$ в электрической цепи к узлу подходят несколько проводников. По одним проводникам заряд приходит в узел, по другим – выходит. Сохранение заряда налагает условие на токи. Суммарная сила тока $I_1 + I_2 + \dots$, входящего в узел, суммарной равна силе тока $I'_1 + I'_2 \dots$, выходящего из узла.
3.2.8	$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}$ силы токов в параллельно соединенных проводниках обратно пропорциональны сопротивлениям проводников.
3.2.9	$I = \frac{\varepsilon}{R + r}$ закон Ома для замкнутой цепи с источником ЭДС ε . Сила тока I в цепи равна отношению ЭДС источника ε к сумме внешнего сопротивления R и внутреннего сопротивлением источника r .
3.2.10	$U = \varepsilon \pm Ir$ формула для напряжения U – на концах участка цепи, включающего источник ЭДС ε (неоднородного участка цепи, например, напряжение на зажимах источника). Знак минус – если источник на этом участке «разряжается», то есть направление тока через него такое, какое было бы, если бы не было других источников ЭДС. Знак +, если источник на участке «заряжается».
3.2.11	$U = \varepsilon \frac{R}{R+r}$ напряжение U на концах участка цепи с ЭДС ε в наиболее частом случае, когда в цепи один источник (например, напряжение на зажимах подключенной к цепи батареи).
3.2.12	$\varepsilon_{\text{общ}} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \dots + \varepsilon_N$ $r_{\text{общ}} = r_1 + r_2 + \dots + r_N$ группу из N источников с ЭДС $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_N$, внутренние сопротивления которых r_1, r_2, \dots, r_N , при их последовательном соединении (плюс источника соединяется с минусом соседнего источника) можно без изменения тока в цепи заменить одним источником с ЭДС $\varepsilon_{\text{общ}}$ и внутренним сопротивлением $r_{\text{общ}}$
3.2.13	$\varepsilon_{\text{общ}} = \varepsilon_1$, $r_{\text{общ}} = \frac{r_1}{N}$ группу из N источников с ЭДС $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_N$, внутренние сопротивления которых r_1, r_2, \dots, r_N , при их параллельном соединении (плюсы всех источника соединяется в один узел, все

	минусы источников в другой узел) можно без изменения тока в цепи заменить одним источником с ЭДС $\varepsilon_{\text{обпр}}$ и внутренним сопротивлением $r_{\text{обпр}}$
3.2.14	$A = IUt$ работа A тока силой I на участке цепи с напряжением U за время t . Эту величину покажет счетчик электроэнергии, если его включить перед участком проводника.
3.2.15	а) $P = IU$ б) $P = I^2R$ в) $P = \frac{U^2}{R}$ формулы для расчета мощности P тока на участке с сопротивлением R . Сила тока на участке равна I , напряжение на концах U . При известной силе тока удобно использовать формулу б), при известном напряжении – формулу в). Формула а) более общая, ее можно использовать и в случае неоднородного участка цепи (участок с ЭДС).
3.2.16	$P = \frac{\varepsilon^2 R}{(R + r)^2}$ $P_{\text{max}} = \frac{\varepsilon^2}{4r}$ при $R = r$ источник тока с ЭДС ε и внутренним сопротивлением r включен в цепь с внешним сопротивлением R . Во внешней цепи выделяется мощность P . Если внешнее сопротивление равно внутреннему сопротивлению источника $R = r$, во внешней цепи выделяется максимальная мощность P_{max} .
3.2.17	$Q = I^2Rt$ формула/закон Закон Джоуля—Ленца для расчета количества теплоты Q , выделяемого на участке цепи с сопротивлением R за время Δt при прохождении тока силой I . Формула применима и в случае неоднородного участка цепи (с ЭДС).
3.2.18	$IU\Delta t = Q + P_{\text{мех}}\Delta t$ баланс энергии на участке цепи, где есть электромотор. Работа тока тратится на тепло Q и на механическую энергию $P_{\text{мех}}\Delta t$.
3.2.19	$A_{\text{ист}} = q\varepsilon = I\varepsilon\Delta t$ Через источник ЭДС ε идет ток силой I . В течение времени Δt через источник проходит заряд $q = I\Delta t$ и источник (ЭДС) совершает работу $A_{\text{ист}}$. Если направление тока I такое, что источник «разряжается» (внутри источника ток идет от минуса к плюсу), работа источника положительная, он отдает энергию, равную работе $A_{\text{ист}}$. Если ток имеет противоположное направление, работа источника отрицательная, он получает это количество энергии.

3.2.20	$I\varepsilon = I^2(R + r) + P_{\text{мех}}$ Источник с ЭДС ε и внутренним сопротивлением r питает внешнюю цепь с сопротивлением R , в которой есть и электрический двигатель. Мощность источника $I\varepsilon$ тратится на нагрев внешней и внутренней цепи и на механическую мощность $P_{\text{мех}}$. Закон сохранения энергии в электрической цепи.
3.2.21	$\eta \equiv \frac{P_{\text{внеш}}}{P_{\text{полн}}} = \frac{U}{\varepsilon}$ Источник с ЭДС ε питает внешнюю цепь. КПД источника тока η по определению равен отношению мощности, выделяющейся во внешней цепи $P_{\text{внеш}}$, к полной мощности источника $P_{\text{полн}}$. КПД можно выразить как отношение напряжения на зажимах источника U к его ЭДС ε .
<h3>3.3 Магнитное поле</h3>	
3.3.1	$B \equiv \frac{M_{\text{макс}}}{IS}$ модуль вектора магнитной индукции B по определению. $M_{\text{макс}}$ – максимальный вращающий момент, действующий со стороны поля на свободно подвешенную рамку площади S с током I . Направление вектора \vec{B} определяется правилом буравчика. По определению вектор \vec{B} направлен по нормали к рамке, находящейся в равновесном положении, в ту сторону, куда движется буравчик (правый винт) при вращении по направлению тока в рамке.
3.3.2	$M = IBSS \sin \alpha$ модуль M момента сил, действующих на рамку с током I площади S в однородном магнитном поле индукции B . α - угол между нормалью к плоскости рамки и вектором индукции \vec{B} .

3.3.3		<p>По прямолинейному проводнику течет ток. Линии магнитной индукции представляют собой окружности в плоскости, перпендикулярной проводу, с проводом в центре. Направление вектора индукции в каждой точке определяется правилом правой руки, или буравчика. Если расположить большой палец правой руки по направлению тока, то направление обхвата проводника четырьмя пальцами покажет направление линий магнитной индукции.</p> <p>Правило буравчика – вращаем буравчик так, чтобы он двигался по направлению тока. Тогда ручка буравчика вращается по направлению линии индукции.</p>
3.3.4		<p>В длинном стержневом магните сильное магнитное поле имеется вблизи концов, в середине магнита поле слабое. Силовые линии выходят из одного конца, называемого северным полюсом и входят в другой конец – южный полюс. При сближении двух намагниченных стержней одноименными полюсами они отталкиваются, при сближении разноименными полюсами – притягиваются.</p>
3.3.5	<p>$F_A = BIl \sin \alpha$ На проводник с током, помещенный в магнитное поле, действует сила Ампера \vec{F}_A. Модуль силы равен произведению модуля индукции B, силы тока I, длины проводника l и синуса угла α между направлением тока и вектора индукции. Направление силы Ампера определяется правилом левой руки (сила Ампера перпендикулярна вектору \vec{B} и направлению тока).</p>	
3.3.6	<p>$F = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{d} l$ По длинному прямолинейному проводу течет ток силой I_1. На расстоянии d от провода параллельно ему расположен проводник длиной l с током силой I_2, текущим в ту же сторону, что и ток в первом проводнике. Проводники притягиваются друг к другу с силой F. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, μ – магнитная проницаемость вещества</p>	

3.3.7	$F_{\text{Л}} = qvB \sin \alpha$ На заряженную частицу, движущуюся магнитном поле, действует сила Лоренца $F_{\text{Л}}$, равная произведению заряда q , скорости v частицы, модуля индукции B и синуса угла α между вектором скорости и вектором индукции. Направление силы Лоренца определяется правилом левой руки (сила Лоренца перпендикулярна вектору скорости \vec{v} и вектору индукции \vec{B}).
3.3.8	$T = 2\pi \frac{m}{qB} \quad \omega = \frac{qB}{m} \quad R = \frac{mv \sin \alpha}{qB} \quad h = 2\pi R \cdot \operatorname{ctg} \alpha$ в магнитном поле частица массы m с зарядом q движется по окружности в плоскости, перпендикулярной вектору индукции, если компонента скорости вдоль поля, равна нулю. Если у частицы имеется такая компонента, то она сохраняется и частица движется по винтовой линии с осью параллельной линии индукции. Параметры движения частицы: T – период вращения, ω – циклическая частота, R – радиус винтовой линии (или окружности), α – угол между вектором скорости \vec{v} и вектором магнитной индукции \vec{B} , h – шаг винтовой линии с осью вдоль магнитного поля.
<h3>3.4 Электромагнитная индукция</h3>	
3.4.1	$\Phi \equiv BScos\alpha$ определение магнитного потока через поверхность. Поток Φ – скалярная величина, равная произведению индукции поля, площади поверхности и косинуса угла α между вектором индукции \vec{B} и нормалью \vec{n} к поверхности.
3.4.2	$\varepsilon_i = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = -\Phi'$ При изменении магнитного потока Φ через поверхность, охватываемую контуром, в контуре возникает ЭДС индукции ε_i . Величина ЭДС индукции равна скорости изменения магнитного потока. Знак минус отражает правило Ленца: индукционный ток имеет такое направление, что он ослабляет действие причины, возбуждающей этот ток. Закон электромагнитной индукции Фарадея.

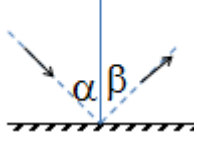

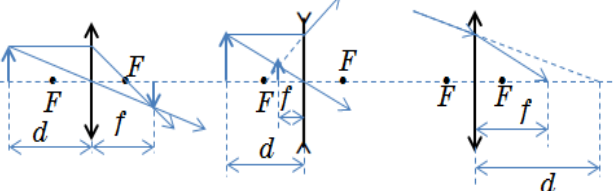
3.4.3	$\varepsilon_i = E \cdot 2\pi R \Rightarrow E = \frac{\varepsilon_i}{2\pi R}$ <p>В замкнутом контуре (проводящем или непроводящем), пронизываемом изменяющимся магнитным потоком, возникает вихревое электрическое поле с силовыми линиями в форме окружностей и модулем напряженности E.</p>
3.4.4	$\Phi \equiv LI$ <p>ток силой I, текущей по замкнутому контуру (одному витку, или по катушке), создает магнитное поле и с ним магнитный поток Φ, пронизывающий контур. Коэффициент пропорциональности между потоком и силой тока L называется индуктивностью контура, катушки.</p>
3.4.5	$L = \frac{\mu_0 \mu N^2 S}{l}$ <p>индуктивность L катушки длиной l, площадью поперечного сечения S и числом витков N. μ – магнитная проницаемость материала сердечника катушки, μ_0 – магнитная постоянная.</p>
3.4.6	$B = \mu_0 \mu \frac{N}{l} I$ <p>В катушке длиной l с числом витков N течет ток силой I. Внутри катушке создается магнитное поле индукции B.</p>
3.4.7	$\varepsilon_{is} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} = -LI'$ <p>если ток, текущий в катушке индуктивности L, изменяется во времени, то изменяется и создаваемый им магнитный поток, пронизывающий катушку. Возникает ЭДС индукции, называемая в этом случае ЭДС самоиндукции ε_{is}. Знак минус отражает правило Ленца – ЭДС самоиндукции препятствует изменению тока в катушке.</p>
3.4.8	$L_{\text{общ}} = L_1 + L_2$ <p>две катушки с индуктивностями L_1, L_2, соединенные последовательно, можно без изменения токов в цепи заменить одной катушкой с индуктивностью $L_{\text{общ}}$.</p>
3.4.9	$L_{\text{общ}} = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}$ <p>две катушки с индуктивностями L_1, L_2, соединенные параллельно, можно без изменения токов в цепи заменить одной катушкой с индуктивностью $L_{\text{общ}}$.</p>
3.4.10	$\varepsilon_i = Blv$ <p>В проводнике длиной l, движущемся в постоянном магнитном поле индукции \vec{B} так, что вектор скорости \vec{v} проводника перпендикулярен проводнику и вектору индукции, благодаря силе</p>

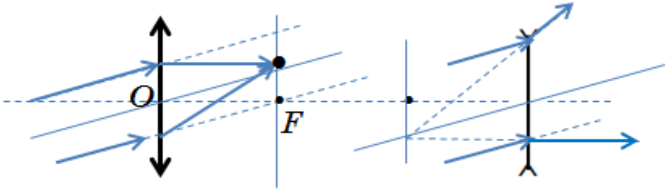
	Лоренца, действующей на носители в проводнике, возникает ЭДС индукции ε_i .
3.4.11	$W_M = L \cdot \frac{I^2}{2}$ в катушке индуктивности L , по которой течет ток силой I , запасена магнитная энергия (энергия тока) W_M .
3.4.12	$w_M = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu}$ плотность энергии магнитного поля – энергия, локализованная в единичном объеме пространства, где имеется магнитное поле.
3.5 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ	
3.5.1	$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ $\omega = 2\pi\nu = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ $T = \frac{1}{\nu} = 2\pi\sqrt{LC}$ частота ν , период T , циклическая частота ω электромагнитных колебаний в контуре, выраженные через параметры колебательного контура: индуктивность катушки L и емкость конденсатора C (формула Томсона). Ток в контуре, заряд конденсатора, напряжение на катушке изменяются с частотой ν . Магнитная и электрическая энергия изменяются вдвое быстрее с частотой 2ν .
3.5.2	$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi \cdot c}{\omega} = c \cdot T$ $c = 3 \cdot 10^8$ м/с соотношение между длиной электромагнитной волны λ , ее частотой ν (или периодом T) и скоростью распространения c .
3.5.3	$q(t) = q_m \sin(2\pi\nu t + \varphi_0) = CU_m \sin(2\pi\nu t + \varphi_0)$ зависимость от времени заряда $q(t)$ конденсатора при гармонических колебаниях с частотой ν и амплитудой заряда q_m . Напряжение на конденсаторе $U_m \sin(\omega t + \varphi_0)$ изменяется во времени синхронно с зарядом. φ_0 – фаза колебаний заряда в начальный момент времени.
3.5.4	$I(t) = q'(t) = 2\pi\nu \cdot q_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0) = I_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0)$ $I(t)$ – изменение со временем силы тока $I(t)$ в колебательном контуре при гармонических колебаниях с частотой ν и амплитудой I_m
3.5.5	$I_m = \omega q_m = \omega \cdot CU_m$ соотношение между амплитудами колебаний силы тока I_m , заряда q_m и напряжения на конденсаторе U_m при

	гармонических колебаниях в контуре.
3.5.6	$W_{\text{э}}(t) = \frac{CU^2(t)}{2} = \frac{CU_m^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0)}{2} = \frac{CU_m^2}{4} [1 - \cos(2\omega t + \varphi_0)]$ <p>зависимость от времени электрической энергии $W_{\text{э}}(t)$ при колебаниях в контуре с амплитудой напряжения на конденсаторе U_m. Период колебаний энергии вдвое меньше периода колебаний напряжения. Максимальная электрическая энергия равна полной энергии контура $W_{\text{эmax}} = \frac{CU_m^2}{2} = W_{\text{полн}}$</p>
3.5.7	$W_{\text{м}}(t) = \frac{LI^2(t)}{2} = \frac{LI_m^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0)}{2} = \frac{LI_m^2}{4} [1 + \cos(2\omega t + \varphi_0)]$ <p>зависимость от времени магнитной энергии $W_{\text{м}}(t)$ при колебаниях в контуре с амплитудой силы тока I_m. Период колебаний энергии вдвое меньше периода колебаний силы тока. Максимальная магнитная энергия равна полной энергии контура $W_{\text{мmax}} = \frac{LI_m^2}{2} = W_{\text{полн}}$</p>
3.5.8	$W_{\text{полн}} = W_{\text{э}}(t) + W_{\text{м}}(t) = \frac{CU_m^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2} = \text{const}$ <p>полная энергия контура при гармонических колебаниях сохраняется</p>
3.5.9	$\varepsilon(t) = \varepsilon_m \sin \omega t \quad I(t) = I_m \sin(\omega t + \varphi) \quad \text{tg} \varphi = \frac{\frac{1}{\omega C} - L\omega}{R} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ $I_m(\omega) = \frac{\varepsilon_m}{Z} = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C} - L\omega\right)^2}} = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \frac{L^2}{\omega^2} (\omega_0^2 - \omega^2)^2}}$ <p>источника ЭДС $\varepsilon(t)$ частоты ω и амплитуды ε_m последовательно соединен с резистором сопротивления R, катушкой индуктивностью L и конденсатором емкости C. Z – полное сопротивление цепи, φ – сдвиг фаз между током и напряжением источника, ω_0 – собственная циклическая частота контура в отсутствие сопротивления. Возникают вынужденные колебания силы тока с амплитудой $I_m(\omega)$.</p>

3.5.10	$I_d = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$ <p>действующее значение переменного тока I_d – сила постоянного тока, который выделяет столько же тепла, сколько и переменный гармонический ток амплитуды I_m</p>
3.5.11	$P = \frac{I_m^2}{2} R = I_d^2 R$ <p>по проводнику с сопротивлением R течет переменный гармонический ток с амплитудой I_m. Тепловая мощность тока P может быть выражена через амплитуду тока или через действующее значение тока I_d. Во втором случае формула для мощности переменного тока такая же, как для мощности постоянного тока (для такого совпадения и ввели понятие действующего значения тока)</p>
3.5.12	$U_2 = U_1 \frac{n_2}{n_1} = U_1 k, \quad k = \frac{n_1}{n_2}$ <p>формулы для трансформатора. U_1 – напряжение между концами первичной обмотки с числом витков n_1, U_2 – напряжение на концах вторичной обмотки с числом витков n_2 при отсутствии нагрузки во вторичной цепи (нет тока, холостой ход), k – коэффициент трансформации.</p>
3.5.13	$U_2 = U_1 \frac{n_2}{n_1} - I_2 R_2$ <p>трансформатор с нагрузкой во вторичной цепи. I_2 – ток во вторичной обмотке, U_2 – напряжение ее концах, R_2 – сопротивление провода вторичной обмотки.</p>
3.5.14	$E_y(x, t) = E_m \cos\left(\frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right) \quad B_z(x, t) = B_m \cos\left(\frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right)$ $B_m = \frac{T}{\lambda} E_m$ <p>Плоская линейно поляризованная электромагнитная волна распространяется в пустом пространстве. Направление распространения выбираем за положительное направление оси x, ось y направляем по электрическому полю волны $\vec{E}(t, x)$, тогда вектор магнитной индукции $\vec{B}(t, x)$ направлен по оси z. Проекции векторов электрического и магнитного полей гармонически зависят от времени и координаты x.</p>

3.6 Оптика

3.6.1		<p>Световой луч падает на гладкую поверхность с неровностями меньше длины волны света. Отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормальню к воверхности. Угол отражения β равен углу падения α .</p>
3.6.2		<p>$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma}$ Закон преломления Снелиуса. Световой луч падает под углом α на границу прозрачной среды. Направление распространения света на границе изменяется . Угол преломления, т.е. угол γ подчиняется закону преломления Снелиуса. Показатель преломления n зависит от длины волны света, обычно для красного света показател ь преломления меньше.</p>
3.6.3	<p>$n = \frac{c}{v}$ показатель преломления (абсолютный) n может быть выражен как отношение скорости света c в вакууме к скорости света U в среде.</p>	
3.6.4	<p>$\sin \alpha_{\text{пред}} = \frac{n_2}{n_1}$ Если луч света падает на границу двух прозрачных сред из более плотной среды (с бóльшим показателем преломления $n_1 > n_2$), то существует предельный угол падения $\alpha_{\text{пред}}$, выше которого свет не выходит во вторую среду, полностью отражаясь от границы прозрачной среды, как от зеркала.</p>	
3.6.5	<p>$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} = D$</p>  <p>Формула линзы применима в случае рассеивающей и собирающей линз. F – фокусное расстояние линзы, d –расстояние от предмета до линзы, f – расстояние от изображения до линзы, D – оптическая сила линзы. Правила знаков: если линза рассеивающая, пишем $(-\frac{1}{F})$. Если источник мнимый (сходящийся пучок) пишем $(-\frac{1}{d})$. Величина f при заданных d, F и знаках может получиться положительной, это соответствует действительному изображению, или отрицательной – это соответствует мнимому изображению</p>	

3.6.6	 <p>Лучи, падающие на собирающую линзу параллельно побочной оптической оси, собираются в одной точке фокальной плоскости линзы. В случае рассеивающей линзы в фокальной плоскости собираются продолжения лучей. Из обратимости хода лучей следует, что лучи, исходящие из одной точки фокальной плоскости собирающей линзы, после преломления идут параллельно друг другу.</p>
3.6.7	$a) \Gamma \equiv \frac{H}{h} = \frac{f}{d} = \frac{F}{d - F} \quad b) \Gamma_{\text{лупы}} = \frac{s}{F_{\text{лупы}}}$ <p>увеличением Γ линзы по определению называют отношение размера H изображения в перпендикулярном главной оптической оси направлении к размеру h предмета. Увеличение лупы $\Gamma_{\text{лупы}}$ можно вычислить, зная расстояние наилучшего зрения $s=0,25$ м и фокусное расстояние $F_{\text{лупы}}$.</p>
3.6.8	<p>$D^2 \ll L\lambda$ условие, при котором можно наблюдать дифракционное изображение. D – ширина щели, или диаметр отверстия, λ – длина волны света, L – расстояние от отверстия/щели до экрана, где наблюдается дифракционная картина.</p>
3.6.9	$d \cdot \sin \varphi_m = m\lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad d = \frac{10^{-3}}{N}$ <p>Соотношение между углом φ_m, под которым наблюдается главный максимум порядка m, длиной волны света λ и периодом дифракционной решетки d. N – число штрихов на 1 мм решетки. Уравнение дифракционной решетки.</p>
3.6.10	$\Delta x = m\lambda \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad \text{условие максимума на интерференционной картине}$ $\Delta x = (m + \frac{1}{2})\lambda \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad \text{условие минимума}$ <p>Δx - разность хода волн, λ - длина волны света</p>
3.6.11	$\delta\varphi = \frac{2\pi n}{\lambda_0} 2b - \pi$ <p>свет с длиной волны λ_0 падает из воздуха по нормали на пластину толщиной b с показателем преломления n. Разность фаз волн, отраженных от передней и задней поверхностей пластины $\delta\varphi$. Учтена добавка к фазе волны $\Delta\varphi = \pi$, возникающая при отражении от более плотной среды (от передней грани).</p>

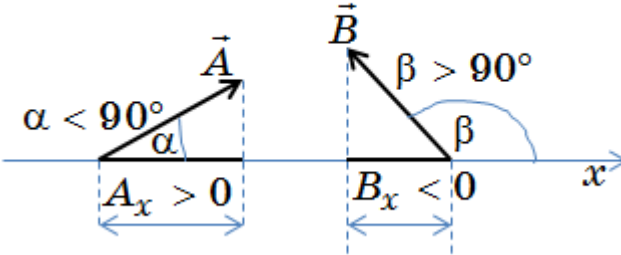
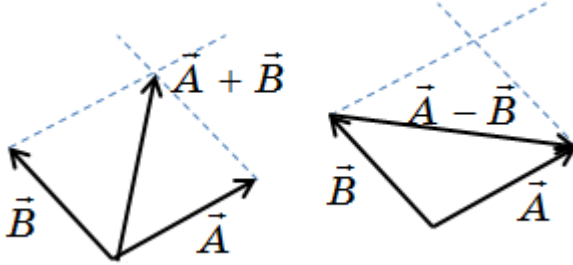
4. ОСНОВЫ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

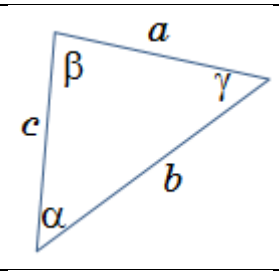
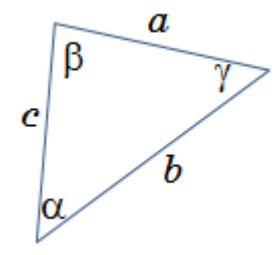
4.1	<p>1. Все физические явления протекают во всех инерциальных системах отсчета одинаково.</p> <p>2. свет распространяется в вакууме со скоростью $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, не зависящей от скорости источника или наблюдателя.</p> <p>Два постулата теории относительности.</p>
4.2	$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \tau_0 \gamma \quad \gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} > 1$ <p>соотношение между интервалом времени τ, измеренным наблюдателем, мимо которого движется тело со скоростью v и собственным временем τ_0, измеренным в системе отсчета, где тело покоится.</p>
4.3	$l = l_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{l_0}{\gamma}$ <p>связь длины тела l, измеренной наблюдателем, мимо которого тело движется со скоростью v, и длины l_0 тела в системе отсчета, в которой оно неподвижно.</p>
4.4.	$v_{\text{абс}} = \frac{v_{\text{отн}} + v_{\text{пер}}}{1 + \frac{v_{\text{пер}} \cdot v_{\text{отн}}}{c^2}}$ <p>Подвижная система отсчета движется со скоростью $v_{\text{пер}}$. Наблюдаемое тело движется в том же направлении со скоростью $v_{\text{отн}}$ относительно подвижной системы. $v_{\text{абс}}$ - скорость тела относительно неподвижной системы. Замена классической теоремы сложения скоростей $v_{\text{абс}} = v_{\text{отн}} + v_{\text{пер}}$ в ТО</p>
4.5	$E(v) = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = mc^2 \gamma$ <p>энергия $E(v)$ свободного тела в теории относительности. m - масса тела, скорости v - его скорость.</p>
4.6	$E(v = 0) = E_{\text{пок}} = mc^2$ <p>энергия тела при нулевой скорости называется энергией покоя $E_{\text{пок}}$.</p>

4.6	$E_{\text{кин}}(v) \equiv E(v) - mc^2$ кинетической энергией в теории относительности называется разность между энергией при скорости v и энергией покоя
4.7	$\vec{p}(v) = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m\vec{v}\gamma$ выражение для импульса $\vec{p}(v)$ тела в ТО
4.8	$\vec{p}' = \vec{F}$ второй закон Ньютона в импульсной форме в ТО выглядит как в классической механике
4.9	$E^2(p) = p^2 c^2 + m^2 c^4$ соотношение между энергией и модулем импульса в ТО
4.10	$E_{\text{кин}} = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - m c^2$ соотношение между кинетической энергией и модулем импульса в ТО. (замена классической связи $E_{\text{кин}} = \frac{p^2}{2m}$)
4.11	$E \approx m c^2 + \frac{mv^2}{2}$ энергия свободного тела при скорости $v \ll c$ в ТО.
<h2>5. Квантовая физика</h2>	
<h3>5.1. корпускулярно-волновой дуализм</h3>	
5.1.1	$\epsilon_{\text{ф}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с = $4,136 \cdot 10^{-15}$ эВ · с $\epsilon_{\text{ф}}$ связь энергия фотона с его частотой ν и длиной волны λ . h – постоянная Планка.
5.1.2	$p_{\text{ф}} = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda_{\text{ф}}}$ $\lambda_{\text{ф}} = \frac{h}{p_{\text{ф}}}$ $\lambda_{\text{ф}} [\text{нм}] = \frac{1,24}{\epsilon [\text{эВ}]}$ соотношение между импульсом фотона $p_{\text{ф}}$, его энергией $\epsilon_{\text{ф}}$, длиной волны $\lambda_{\text{ф}}$, частотой ν . c – скорость света.
5.1.3	$\lambda_{\text{э}} = \frac{h}{p_{\text{э}}}$ связь длины волны $\lambda_{\text{э}}$ электрона (волны де Бройля) и его импульса $p_{\text{э}}$.

5.1.4	$p = \frac{N}{c} (1 + R)$ давление p света, падающего на поверхность. N – мощность светового потока на единицу площади, R – коэффициент отражения.
5.1.5	$\frac{mv^2}{2} = \varepsilon_{\text{ф}} - A_{\text{ВЫХ}} = h\nu - A_{\text{ВЫХ}} = h \frac{c}{\lambda} - A_{\text{ВЫХ}}$ фотон частоты ν с энергией $\varepsilon_{\text{ф}} = h\nu$, попадая на металлическую поверхность, выбивает из металла электрон. Кинетическая энергия выбитого электрона равна разности между энергией фотона и работой выхода $A_{\text{ВЫХ}}$, которую надо затратить, чтобы удалить электрон из металла. ν, m – скорость и масса вырванного фотоном электрона, λ – длина волны падающего на металл света. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
5.1.6	$h\nu_{\text{min}} = h \frac{c}{\lambda_{\text{max}}} = A_{\text{ВЫХ}} \quad \lambda_{\text{max}} = \frac{1243,12}{A_{\text{ВЫХ}} [\text{эВ}]}$ нм минимальная частота ν_{min} , при которой возможен фотоэффект, определяется величиной работы выхода металла $A_{\text{ВЫХ}}$. Максимальная длина волны фотона $\lambda_{\text{max}} = \lambda_{\text{кр}}$ м, при которой выбивается электрон (красная граница фотоэффекта), соответствует минимальной частоте фотона.
5.1.7	$U_3 = \frac{E_{\text{кин}}}{e} \quad U_3 = \frac{h\nu - A_{\text{ВЫХ}}}{e}$ напряжение U_3 , при котором фототок обращается в ноль (запирающее/задерживающее напряжение (на облучаемой пластине плюс) определяется кинетической энергией $E_{\text{кин}}$ выбитого электрона. e – заряд электрона.
<h2>5.2 Физика атома</h2>	
5.2.1	$m_e v_n r_n = n \frac{h}{2\pi}$ соотношение между радиусам r_n разрешенной орбиты в атоме водорода, скоростью v_n электрона на этой орбите и номером n орбиты. m_e – масса электрона. Правило квантования Бора.
5.2.2	$E_n = -Z^2 \cdot \frac{R}{n^2} = -Z^2 \cdot \frac{13,6 \text{ эВ}}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots$ E_n – энергия n -го уровня в атоме водорода и ионах с одним электроном. $R = 13,6$ эВ постоянная Ридберга, Z – зарядовое число (число протонов в ядре).

5.2.3	$\nu_{kn} = \frac{E_k - E_n}{h} \quad \lambda_{kn} = \frac{ch}{E_k - E_n}$ <p>частота фотона ν_{kn}, излученного или поглощенного при переходах в атоме между уровнями с энергиями E_k и E_n. λ_{kn} - длина волны света, излучаемого или поглощаемого при переходе.</p>
<h3>5.3. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА</h3>	
5.3.1	$A \equiv Z + N$ определение массового числа A – сумма числа Z протонов в ядре и числа N нейтронов в ядре. Число протонов Z называют зарядовым числом ядра. Общее название протонов и нейтронов – нуклоны.
5.3.2	${}^A_Z\text{Li} = \frac{\text{число нуклонов}}{\text{число протонов}} \text{Li} = {}^7_3\text{Li}$ обозначения изотопа элемента (для примера лития). Верхний индекс – массовое число A , нижний – зарядовое число Z , равное порядковому номеру элемента таблице Менделеева.
5.3.3	$\Delta m \equiv Zm_p - Nm_n - m$ определение дефекта масс ядра Δm – разность между массой свободных нуклонов, составляющих ядро, и массой ядра, в котором эти нуклоны связаны ядерными силами
5.3.4	$\Delta E_{\text{св}} = \Delta m \cdot c^2 = [Zm_p + Nm_n - (m_{\text{атом}} - Zm_e)] \cdot c^2$ $\Delta E_{\text{св}}$ энергия связи атомного ядра, выраженная через массы нуклонов, массу атома изотопа и массу электрона оболочки. Столько энергии нужно затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны.
5.3.5	${}^1_0\text{n} \rightarrow {}^1_1\text{p} + {}_{-1}^0\text{e} + \nu$ схема электронного бета-распада β^- – превращения нейтрона в протон с испусканием электрона и антинейтрино.
5.3.6	${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{H} \Rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$ первая ядерная реакция (1919 г, Резерфорд). В ядерных реакциях сохраняются сумма массовых чисел и сумма зарядовых чисел.
5.3.7	$N(t) = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}}$ <p>Закон радиоактивного распада. N_0 – число радиоактивных ядер в момент начала отсчета времени, $N(t)$ – число ядер, оставшихся к моменту t, T – период полураспада. За время, равное T, распадется половина начального количества ядер</p>
	$A(t) = A_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}} = -N'(t) = \frac{\ln 2}{T} \cdot N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}}$ <p>активность препарата по определению – число распадов ядер в единицу времени. T – период полураспада.</p>
<p><i>математическое приложение</i></p>	

M1	<p>a) $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{1}{2}x$, b) $\frac{1}{1+x} \approx 1 - x$, c) $\sin x \approx \operatorname{tg} x \approx x$, d) $\cos x \approx 1 - \frac{x^2}{2}$</p> <p>e) $(1+x)^3 = 1 + 3x + 3x^2 + x^3 \approx 1 + 3x$</p> <p>формулы для приближенных расчетов. Применимы при $x \ll 1$</p>
M2	<p>a) $\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \cdot \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$ b) $\cos \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)]$</p> <p>c) $A \sin \alpha + B \cos \alpha = \sqrt{A^2 + B^2} \sin(\alpha + \varphi)$ $\cos \varphi = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}$, $\sin \varphi = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}}$</p> <p>тригонометрические формулы, используемые для описания сложения колебаний и интерференции волн</p>
M3	 <p>Проекция векторов на ось x.</p> <p>Вектор \vec{A} образует острый угол α с положительным направлением оси – его проекция на ось положительная $A_x = A \cos \alpha > 0$. Вектор \vec{B} составляет тупой угол β с положительным направлением оси, его проекция на ось отрицательная $B_x = B \cos \beta < 0$. (A, B - модули векторов).</p>
M4	 <p>Сложение и вычитание векторов \vec{A} и \vec{B}. Стрелочка у вектора разности $\vec{A} - \vec{B}$ ставится около вектора \vec{A} (правило «уколки уменьшаемое»).</p>

M5	$\vec{A} \cdot \vec{B} \equiv A \cdot B \cdot \cos \alpha = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z$ определение скалярного произведения векторов \vec{A} и \vec{B} и его выражение через проекции векторов на взаимно перпендикулярные оси координат x, y, z . α — угол между векторами.	
M6	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{a}{b}$ теорема синусов	
M7	$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \alpha$ теорема косинусов	
M8	$s_n = a_1 + qa_1 + q^2 a_1 + \dots + q^{n-1} a_1 \quad s_n = \frac{a_1(q^n - 1)}{q - 1}$ сумма n первых членов геометрической прогрессии	
Производные нужных для решения задач функций		
M9	$y = at + b$	$y' = a$
M10	$y = at^2 + bt + c$	$y' = 2at + b$
M11	$y = y_m \cos \omega t$	$y' = -\omega y_m \sin \omega t$
M12	$y = y_m \sin \omega t$	$y' = \omega y_m \cos \omega t$
M13	$y = 2^t$	$y' = 2^t \cdot \ln 2$
M14	$y = kx + b$ уравнение прямой	
M15	$y = ax^2 + bx + c$ уравнение параболы	

ОСНОВНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ

Гравитационная постоянная - $G = 6,672 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$

Скорость света - $c = 2,99792 \cdot 10^8 \text{ м/с}$; $c^2 = 8,98752 \cdot 10^{16} \text{ м}^2 / \text{с}^2$

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$$

Постоянная Планка - $\hbar \equiv \frac{h}{2\pi} = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 6,59 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с}$

Электрическая постоянная - $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$$

Постоянная Авагадро - $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$

Постоянная Больцмана - $k = 1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$

Заряд электрона (модуль) - $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$

Масса электрона - $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 5,486 \cdot 10^{-4} \text{ а.е.м.}$

1.5.Масса протона - $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,00728 \text{ а.е.м}$

Масса нейтрона - $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,00867 \text{ а.е.м.}$

Масса α -частицы - $m_\alpha = 6,644656 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 3,9671956 \text{ а.е.м.}$

Производные от основных постоянных

Отношение модуля заряда электрона к его массе (удельный заряд электрона) –

$$\frac{e}{m_e} = e^* = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$$

Отношение заряда протона к его массе - $\frac{e}{m_p} = e_p^* = 9,5779 \cdot 10^7$ Кл/кг

Постоянная Фарадея - $F = eN_A = 9,648 \cdot 10^4$ Кл/моль

Коэффициент связи массы и энергии -

$$c^2 = \frac{E}{m} = 8,9874 \cdot 10^{16} \text{ Дж/кг} = 931,5 \text{ МэВ/а.е.м.}$$

1 атомная единица массы (а.е.м.) = $1,66057 \cdot 10^{-27}$ кг = 931,5 МэВ

$$1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{N_A (1 / \text{кмоль})} \text{ кг} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

1 кг = $6,02 \cdot 10^{26}$ а.е.м.

1 электрон-вольт (эВ) = $1,60219 \cdot 10^{-19}$ Дж

1 Дж = $6,24146 \cdot 10^{18}$ электрон-вольт (эВ)

1 МэВ = $1,60219 \cdot 10^{-13}$ Дж

Энергия покоя электрона -

$$E_{0e} = m_e c^2 = 8,187 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 0,511 \text{ МэВ}$$

Энергия покоя протона -

$$E_{0p} = m_p c^2 = 1,503 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 938,26 \text{ МэВ}$$

Энергия покоя нейтрона -

$$E_{0n} = m_n c^2 = 1,505 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 939,55 \text{ МэВ}$$

Энергия покоя α -частицы - $E_{0\alpha} = m_\alpha c^2 = 3,72738 \text{ ГэВ}$