

1. Билет 1

1. Т. Гаусса для эл. стат поля в диэлектриках. \vec{D}

$\text{div}(\mathcal{E}_0 \vec{E}) = \rho_{\text{стор}} + \rho' = \rho_{\text{стор}} - \text{div} \vec{P} \Rightarrow \text{div}(\mathcal{E}_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho_{\text{стор}} \Rightarrow \vec{D} = \mathcal{E}_0 \vec{E} + \vec{P}$ - вектор эл. смещения. \vec{P} - вектор поляризованности

Т. Гаусса для вектора эл. смещения (инт.) $\oint_S (\vec{D}, dS) = \sum_i q_i$ Поток вектора эл. сме-

щения через любую замкнутую поверхность, ориентированную наружу, равен алгебраической сумме сторонних зарядов, охватываемых этой поверхностью. (диф) $\text{div} \vec{D} = \rho_{\text{стор}}$ - для эл. поля в веществе

Связь между векторами напряж, эл. смещения и поляризованности $\vec{D} = \mathcal{E}_0 \vec{E} + \vec{P}$

В однородном изотропном диэлектрике $\vec{P} = \kappa \mathcal{E}_0 \vec{E}$, $\mathcal{E} = \kappa + 1$ (относительная). Внутри однородного изотропного диэлектрика $\vec{D} = \mathcal{E} \mathcal{E}_0 \vec{E}$

Диэлектрическая восприимчивость и диэлектрическая проницаемость диэлектриков: безразмерный параметр κ называется коэффициентом поляризуемости или диэлектрической восприимчивостью вещества. \mathcal{E} — диэл. проницаемость вещества, показывает во сколько раз сила взаимодействия двух эл. зарядов в среде меньше, чем в вакууме.

2. Уравнения максвелла

1) **Закон фараdea (Э/М индукции)** $\text{rot} \vec{E} = -\frac{\delta \vec{B}}{\delta t}$ (\mathcal{D}) $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$ (\mathcal{I})

2) **Т. Гаусса для магнитного поля** $\text{div} \vec{B} = 0$ (\mathcal{D}) $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$ (\mathcal{I})

3) **Т. о циркуляции в-ра напряж. маг. поля** $\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\delta \vec{B}}{\delta t}$ (\mathcal{D}) $\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\delta \vec{B}}{\delta t}) d\vec{S}$

4) **Т. Гаусса для эл. поля** $\text{div} \vec{D} = \rho$ (\mathcal{D}) $\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV$ (\mathcal{I})

Уравнение 1: Описывает явление Э/М индукции (закон Фараdea) и устанавливает качественную связь между электрическими и магнитными полями: переменное эл. поле порождает переменное магнитное поле. [Физический смысл: переменное магнитное поле порождает вокруг себя вихревое электрическое поле. В диф. Форме: Ротор поля в каждой точке пространства равен взятой с обратным знаком производной по времени от вектора]

Уравнение 2: выражает то свойство магнитного поля, что линии вектора магнитной индукции \vec{B} всегда замкнуты и что магнитных зарядов нет [Физический смысл: оно показывает, что в природе не существует магнитных зарядов].

Уравнение 3: является обобщением закона Био-Савара-Лапласа и показывает, что циркуляция вектора \vec{H} по произвольному замкнутому контуру L равна сумме токов проводимости и токов смещения сквозь поверхность, натянутую на этот контур = показывает связь между полным током и порождаемым им магнитным полем. [Физический смысл: магнитное поле создаётся не только токами проводимости, но и изменяющимися во времени электрическим полем.]

Уравнение 4: поток вектора \vec{D} через замкнутую поверхность S равен сумме зарядов внутри этой поверхности. Уравнение показывает, что силовые линии вектора \vec{D} начинаются и заканчиваются на зарядах. $\text{div} \vec{D} = \left(\frac{\delta D_x}{\delta x} + \frac{\delta D_y}{\delta y} + \frac{\delta D_z}{\delta z} \right)$ [Физический смысл: оно показывает, что источником электростатического поля являются свободные электрические заряды.]

Материальные уравнения Максвелла

Система уравнений Максвелла:

1. Согласуется с уравнениями движения заряженной частицы под действием полной силы Лоренца

2. Не учитывает квантовые эффекты.

Для расчета полей в среде система уравнений Максвелла дополняется уравнениями, характер. электрические и магнитные свойства среды - материальные уравнения Максвелла:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

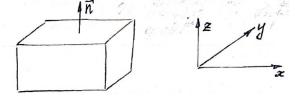
$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E}_{\text{кул}} + \vec{E}_{\text{ст}})$$

Связь между векторами \vec{D} и \vec{E} , \vec{B} и \vec{H} нелинейная.

3. Задача

$$E_i(E_{ix}, E_{iy}, E_{iz}), H_i(H_{ix}, H_{iy}, H_{iz}), |\vec{S}_{ni}| = |[\vec{E}_i \times \vec{H}_i]| = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ E_{ix} & E_{iy} & E_{iz} \\ H_{ix} & H_{iy} & H_{iz} \end{vmatrix}$$



Пусть вектор нормали \vec{n} к поверхности раздела двух сред направлен вдоль оси z , $S_{1n} = E_{1x}H_{1y} - E_{1y}H_{1x}$, $S_{2n} = E_{2x}H_{2y} - E_{2y}H_{2x}$. Используя граничные условия $E_{1x} = E_{2x}$, $E_{1y} = E_{2y}$, $H_{1x} = H_{2x}$, $H_{1y} = H_{2y} \Rightarrow S_{1n} = S_{2n}$

2. Билет 2

1. Магнитное поле. Закон Био-Савара-Лапласа

Магнитное поле – силовое поле, действующее на движущиеся электрические заряды и на тела, обладающие магнитным моментом. На покоящийся электрический заряд поле не действует. Оно характеризуется вектором магнитной индукции \vec{B} и вектором напряжённости \vec{H} . Направление $d\vec{B} \perp d\vec{l}$ и \vec{r} , и совпадает с касательной к линии магн. поля.

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \sin \alpha}{r^2}, \quad \alpha = \text{угол между } d\vec{l} \text{ и } \vec{r}$$

Единицей магнитной индукции служит Тесла [Тл].

Закон Био-Савара-Лапласа:

Элемент проводника $d\vec{l}$ с током I в точке наблюдения создаёт индукцию поля.

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I [d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}$$

2. Поляризация света.

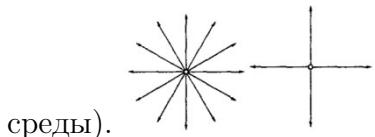
Поляризация – воздействие на световую волну, вследствие которого колебания светового вектора \vec{E} каким-то образом упорядочены

Естественный свет – все направления колебаний вектора \vec{E} равновероятны, т.к волна естественного света – результат суперпозиции волн от большого количества излучающих атомов.

Поляризованный свет – направления вектора \vec{E} каким-то образом упорядочены.

Линейная поляризация: Если колебания вектора \vec{E} происходят только в одной плоскости, проходящей через луч, то это линейно-поляризованный свет.

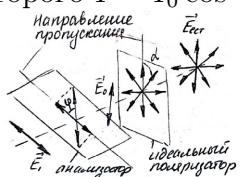
Эллиптическая поляризация: Данный вид поляризации заключается в том, что вектор \vec{E} вращается вокруг направления распространения волны, одновременно изменяясь периодически по модулю. При этом конец вектора \vec{E} описывает эллипс (в каждой точке



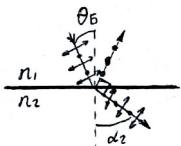
среды).

Закон Маллюса: Поляризатор можно использовать в качестве анализатора – для определения характера и степени поляризации интересующего света.

После первого поляризатора свет выходит линейно поляризованным $\Rightarrow I_0 = \frac{I_{\text{ект}}}{2}$ После второго $I = I_0 \cos^2 \phi$



Закон Брюстера: при падении естественного света на границу двух прозрачных диэлектриков под углом Брюстера $\tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1}$ отражённая волна будет линейно поляризована.



3. Задача ($k=?$, тёмное/светлое)

$$r_k = \frac{d}{2}, \quad d = 2\sqrt{k\lambda l}, \quad \frac{d}{2} = \sqrt{k\lambda l} \Rightarrow$$

$$k = \frac{d^2}{4\lambda l} = 8 - \text{чётное} \Rightarrow \text{пятно тёмное}$$

3. Билет 3

1. Эл.ток. Носители тока. Плотность тока. Ур-ие непрерывности

Электрический ток - всякое упорядоченное движение заряженных частиц. (перенос зарядов q через поверхность S). Одним из условий возникновения является наличие свободных зарядов, способных двигаться под воздействием эл. поля.

Носители тока - электроны, ионы.

Плотность тока - \vec{j} - векторная величина, направлена противоположно движению электронов. Численно равна отношению силы тока к площади поверхности $\vec{j} = \frac{dI}{dS} \vec{n}$. Зная \vec{j} в каждой точке пространства можно найти силу тока через любую поверхность S : $I = \int_S \vec{j} d\vec{S} = \Phi \vec{j}$

Сила тока - скалярная величина. Равна отношению заряда q , переносимого через поверхность dS за малый промежуток времени к величине dt этого промежутка.

$$I = \frac{dq}{dt} [A] = \left[\frac{C}{s} \right]$$

Уравнение непрерывности: Т. о циркуляции для вектора магнитного поля имеет вид $\text{rot}(\vec{H}) = \vec{j}$. Применим дивергенцию: $\text{div}(\text{rot}(\vec{H})) = \text{div} \vec{j}$. Левая часть равна 0, но правая: $\text{div} \vec{j} = -\frac{\delta \rho}{\delta t}$

2. Дифракция. Принцип Гюгенса-Френеля. Мат. смысл принципа.

Дифракция - огибание волнами препятствий. Любое отклонение от прямолинейного распространения волн.

Принцип Гюйгенса- световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S может быть представлена в виде результата суперпозиции (сложения) когерентных вторичных волн.

Амплитуда результирующего колебания в некоторой точке наблюдения определяется ана-

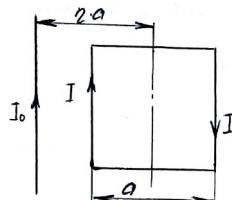
литическим выражением: $A_p = \iint_S k(\theta) \frac{a_0}{r} (\cos(\omega t - kr + \alpha)) dS$



3. Задача ($A-?$)

Т.к. поворот медленный, то токи остаются неизменными. Выполняемая работа:

$$A = \int I d\Phi = I(\Phi_k - \Phi_h), \quad |\Phi_k| = |\Phi_h| = \Phi$$



$$\Phi_h = -\Phi_k \Rightarrow \Delta\Phi = 2\Phi \Rightarrow A = 2I\Phi$$

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} = \int_{a\eta-\frac{a}{2}}^{a\eta+\frac{a}{2}} \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r} adr = \frac{\mu_0 I_0 a}{2\pi} \ln |r| \Big|_{a\eta-\frac{a}{2}}^{a\eta+\frac{a}{2}} =$$

$$= \frac{\mu_0 I_0 a}{2\pi} \ln \left| \frac{2\eta+1}{2\eta-1} \right|$$

$$A = I \frac{\mu_0 I_0 a}{2\pi} \ln \left| \frac{2\eta+1}{2\eta-1} \right|$$

4. Билет 4

1. Теорема о циркуляции в интегральной и дифф. формах. Магнитное поля.

Циркуляция \vec{B} по произвольному замкнутому контуру равна $\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^n I_i$

Используя теорему Стокса: $\oint_S (\operatorname{rot} \vec{B}, d\vec{S}) = \mu_0 \oint_S (\vec{j}, d\vec{S})$ получаем дифференциальную форму записи: $\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$

Идеальный соленоид - бесконечный тонкий проводник, намотанный на поверхность бесконечного кругового цилиндра так, что при этом круговые витки проводника \perp оси цилиндра.

Магнитное поле соленоида — $\oint_{ABCD} B_l dl = \mu_0 NI$

$$B = \frac{\mu_0 NI}{l}, \quad \int_{DA} B_l dl = Bl = \mu NI$$

Магнитное поле тороида — $\oint_L \vec{B} d\vec{l} = B \int_L dl = B2\pi r$

$$B2\pi r = \mu_0 NI$$

2. Волновое уравнения Э/М поля. Скорость распространения Э/М волн.

Волновое уравнение для Э/М поля следует из уравнений Максвелла

$$\nabla^2 \vec{E} = \mathcal{E}_0 \mu_0 \frac{\delta^2 \vec{E}}{\delta t^2}$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mathcal{E}_0 \mu_0 \frac{\delta^2 \vec{H}}{\delta t^2}$$

Скорость распространения $v = \frac{c}{\sqrt{\mu_0 \mathcal{E}_0}} = \frac{c}{\sqrt{\mu \mathcal{E}}} = \frac{c}{n}$

$$\frac{\delta E}{\delta x} = \mu \mu_0 \frac{\delta H}{\delta t}, \quad \frac{\delta H}{\delta x} = \mathcal{E} \mathcal{E}_0 \frac{\delta E}{\delta t} \Rightarrow$$

$$\frac{\delta^2 E}{\delta x^2} = \mu \mu_0 \mathcal{E} \mathcal{E}_0 \frac{\delta^2 E}{\delta t^2}$$

3. Задача. $H(r) - ?$

$E = \frac{U}{d} = \frac{U_m}{d}$ Ток проводимости: $j_{\text{п}} = \sigma E = \sigma \frac{U_m}{d} \cos \omega t$

Ток смещения: $j_{\text{см}} = \frac{\delta D}{\delta t}, \quad D = \mathcal{E} \mathcal{E}_0 E \Rightarrow$

$$\Rightarrow j_{\text{см}} = \mathcal{E} \mathcal{E}_0 \frac{\delta E}{\delta t} = \mathcal{E} \mathcal{E}_0 \sigma \frac{U_m}{d} \omega (-\sin \omega t)$$

Полный ток: $\vec{j} = \vec{j}_{\text{п}} + \vec{j}_{\text{см}} \Rightarrow j = \sqrt{(\sigma \frac{U_m}{d})^2 \cos^2 \omega t + (\sigma \frac{U_m}{d})^2 (\mathcal{E} \mathcal{E}_0 \omega)^2 \sin^2 \omega t}$

По Т. о циркуляции: $\oint_l \vec{H} d\vec{l} = I = j\pi r^2 \Rightarrow 2H\pi r = j\pi r^2 \Rightarrow h = \frac{j}{2}r$

$$H = \frac{1}{2}r \left(\sigma \frac{U_m}{d} \right) \sqrt{\cos^2 \omega t + (\mathcal{E} \mathcal{E}_0 \omega)^2 \sin^2 \omega t}$$

5. Билет 5

1. Работа эл. стат. поля. Потенциал. Связь в-ра напряж и потенциала. Пуассон

Работа сил электростатического поля $A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2)$

Потенциал - отношение $\frac{W}{q_0}$ не зависит от пробного заряда q_0 и являются энергетической характеристикой поля, называемой потенциалом $\varphi = \frac{W}{q_0}$

Связь $\vec{E} = E_x \vec{i} + E_y \vec{j} + E_z \vec{K} \Rightarrow \vec{E} = -\text{grad} \varphi$

Уравнение Пуассона описывает распределение потенциалов в пространстве:

$$\frac{\delta^2 \varphi}{dx^2} + \frac{\delta^2 \varphi}{dy^2} + \frac{\delta^2 \varphi}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

2. Пространственная и временная когерентность.

Временная когерентность - определяется степенью монохромности волн, когерентность колебаний, которые совершаются в одной точке.

Пространственная когерентность - когерентность колебаний в один и тот же момент времени, но в разных точках такой плоскости. Теряется если разброс фаз достигает π

3. Задача $\mathcal{E}_i(0), \mathcal{E}_i(t_1)$ Получим выражение для радиуса витка в зависимости от времени:

$$r(t) = \int \frac{dr}{dt} dt = \frac{dr}{dt} t + C$$

Найдём С из начальных условий: при $t = 0, S = S_0 = \pi r_0^2, r_0 = \sqrt{\frac{S_0}{\pi}}$

$$r(t) = \frac{dr}{dt} t + \sqrt{\frac{S_0}{\pi}}$$

Магнитный поток через виток: $\Phi = BS$

При изменении Φ в витке возникает ЭДС индукции:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -B \frac{dS}{dt} = -B \frac{d}{dt}(\pi r^2)$$

$$|\mathcal{E}_i| = B 2\pi r \frac{dr}{dt} = B \frac{dr}{dt} 2\pi \left(\frac{dr}{dt} t + \sqrt{\frac{S_0}{\pi}} \right)$$

Находим \mathcal{E}_i в момент времени $t_0 = 0, t_1$:

$$\mathcal{E}_i(0) = 2\pi B \frac{dr}{dt} \left(\frac{dr}{dt} 0 + \sqrt{\frac{S_0}{\pi}} \right) = 2\pi B \frac{dr}{dt} \sqrt{\frac{S_0}{\pi}}$$

$$\mathcal{E}_i(t_1) = 2\pi B \frac{dr}{dt} \left(\frac{dr}{dt} t_1 + \sqrt{\frac{S_0}{\pi}} \right)$$

6. Билет 6

1. Магн. поле в магнетике. Магнитная восприимчивость...

Магнетиками называются вещества, способные приобретать во внешнем магнитном поле собственное магнитное поле $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$

$$\text{Связь } \vec{B}, \vec{H}, \vec{J} - \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$$

Намагниченность - векторная характеристика магнитного поля в веществе, равная дипольному моменту вещества, занимающего единичный объём. Принято связывать не с магнитной индукцией, а с \vec{H} : $\vec{J} = \kappa \vec{H}$, где κ - маг. восприимч.

Магнитная проницаемость – это физическая величина, зависящая от рода вещества и его состояния, характеризующая магнитные свойства вещества. Магнитная проницаемость вещества связана с магнитной восприимчивостью соотношением: $\mu = 1 + \kappa$

$$\text{Циркуляция: } \oint_L \vec{H} d\vec{l} = I, \quad \text{rot } \vec{H} = \vec{j}$$

2. Вихревые токи. Применение электромагнитной индукции.

Вихревые токи - токи, замкнутые в толщине проводника. Возникают вследствие Э/М индукции в проводящей среде при изменении её магнитного потока. Порождают свои собственные магнитные потоки.

Э/М индукция - явление возникновения эл. Тока, эл. Поля или эл. Поляризации при изменении во времени МП.

Применение: индукционные генераторы, трансформаторы, микрофоны, металлоискатели, магнитные ленты.

3. Задача ($R-?$, $I-?$)

$$H = \frac{I}{2R}, \quad P_m = IS, \quad S = \pi R^2 \Rightarrow$$

$$R = \sqrt[3]{\frac{P_m}{2\pi H}}, \quad I = 2RH$$

7. Билет 7

1. Проводники в эл. стат поле. Электроёмкость. Расчёт ёмкостей.

Пусть σ - поверхностная плотность заряда. По Т. Гаусса: $\oint \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_i^{\text{своб}}$

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = DS, \sum_i q_i^{\text{своб}} = \sigma S \Rightarrow DS = \sigma S \Rightarrow D = \sigma$$

$$\text{Вблизи поверхности: } E = \frac{D}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}$$

$$E = E_{\text{внешн}} + E_{\text{внутр}} = 0$$

Электроёмкости конденсатора:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0 S}$$

$$V = \varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{qd}{\epsilon \epsilon_0 S}$$

$$C = \frac{q}{V} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$$

Проводника : $C = \frac{q}{\varphi}$ [Фарад = Кл/В]. Отношение $\frac{q}{\varphi}$ не зависит от заряда и для каждого проводника имеет своё значение.

2. Дифракция рентген-лучей. Формула Фульфа-Брегов. Рентген-анализ

Дифракцией рентгеновский лучей называют явление рассеивания этих лучей при помощи кристаллов или молекул газов и жидкостей.

Формула Фульфа-Брегов: $2d \sin \theta = \pm m\lambda$, где $m = (1, 2, \dots)$. Определяет направления максимумов дифракции.

Рентгеноструктурный анализ - метод исследования структуры вещества на основе явления дифракции рентгеновских лучей на трёхмерной кристаллической решётке.

3. Задача ($R-?$)

$$\lambda = 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 0.6 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$$

$$r_k = \sqrt{k\lambda R}$$

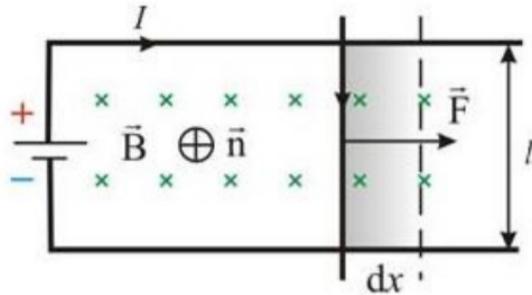
$$\Delta r = r_5 - r_3 = \sqrt{5\lambda R} - \sqrt{3\lambda R} = \sqrt{\lambda R}(\sqrt{5} - \sqrt{3}) = 0.5 \text{ мм}$$

$$\lambda R(\sqrt{5} - \sqrt{3})^2 = 0.25$$

$$R = \frac{0.25}{\lambda(\sqrt{5}-\sqrt{3})^2} = 1.64 \text{ м}$$

8. Билет 8

1. Работа по перемещению проводника с током в магнитном поле.



На элемент тока I (подвижный провод) длиной l действует сила Ампера, направленная вправо: $F = IlB$. Пусть проводник l переместиться параллельно самому себе на расстояние dx . При этом совершится работа: $dA = Fdx = IlBdx = IlBds = Id\Phi$

$$A = \int_1^2 Id\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi$$

2. Поглощение и рассеивание света. Закон Бугера.

Поглощение света - явление уменьшения интенсивности при прохождении через вещество. Описывается законом **Бугера**: $I = I_0 e^{-\kappa\alpha}$, где κ - коэф. поглощения вещества, α - толщина слоя, I_0 - интенсивность на входе.

Рассеивание света - рассеяние Э/М волн видимого диапазона при их взаимодействии с веществом.

3. Задача ($R_1 - ?$)

Из теоремы Гаусса: $E_1 \cdot 4\pi R_1^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \rho \cdot \frac{4}{4}\pi R^3$

$$E_1 = \frac{\rho R_1}{3\epsilon_0}, \quad E = \frac{\rho R}{3\epsilon_0}$$

$$D = \epsilon_0 E, \omega = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \Rightarrow \omega = \frac{\epsilon_0 \rho^2 R^2}{2(3\epsilon_0)^2} = \frac{\rho^2}{18\epsilon_0} R^2$$

$$W_1 = \int_0^{R_1} \omega S dR, \quad S = 4\pi R^2$$

$$W_1 = \int_0^{R_1} \frac{r\pi\rho^2}{18\epsilon_0} R^4 dR = \frac{4\pi\rho^2}{18\epsilon_0} \frac{R^5}{5} \Big|_{R=0}^{R_1}$$

$$W = \int_{R_1}^R \frac{4\pi\rho^2}{18\epsilon_0} R^4 dR = \frac{4\pi\rho^2}{18\epsilon_0} \frac{R^5}{5} \Big|_{R=R_1}^R$$

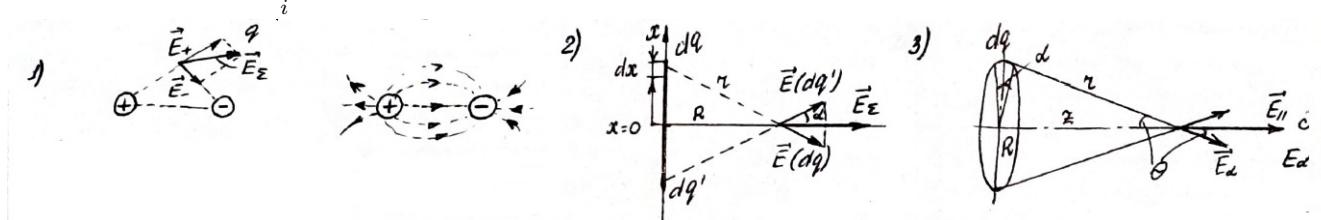
$$W_1 = W \Rightarrow R_1^5 = R^5 - R_1^5 \Rightarrow R^5 = 2R_1^5$$

$$R_1 = \sqrt[5]{2}R$$

9. Билет 9

1. Принцип суперпозиции. Расчёт эл. поля диполя, нити, кольца.

Принцип суперпозиции - напряжённость поля системы точечных неподвижных зарядов равна векторной сумме напряжённостей полей, создаваемых каждым зарядом системы по отдельности: $\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i$



2) Пусть $\lambda > 0$ - линейная плотность заряда $q = \lambda l$

Выделяем малый участок нити dx : $dq = \lambda dx$ - рассматриваем его как точечный заряд. Симметрично dq' . $\vec{E} = \vec{E}_{dq} + \vec{E}_{dq'}$

$$E = \sum_{dq} E_{dq} \cdot \cos \alpha, E_{dq} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2}, \cos \alpha = \frac{R}{r}, r = \sqrt{R^2 + x^2}$$

$$E = \int_{\text{нить}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dx}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \Rightarrow E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 R}$$

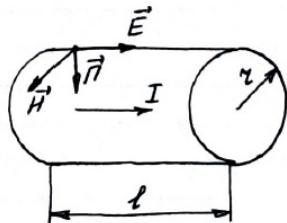
3) Разобьём кольцо на большое количество участков, опирающихся на центральный угол $\alpha = \frac{2\pi}{N}$, длина участка $l = \frac{2\pi R}{N}$, заряд участка $q = \frac{Q}{N}$, $E_\alpha = k \frac{q}{r^2}$, $r = \sqrt{R^2 + Z^2}$

$$E = \sum E_\alpha \cdot \cos \theta, \cos \theta = \frac{Z}{r} = \frac{Z}{\sqrt{R^2 + Z^2}} \Rightarrow E = Nk \frac{q}{r^2} \frac{Z}{r} = Nk \frac{\frac{Q}{N} Z}{(R^2 + Z^2)^{3/2}} = k \frac{QZ}{(R^2 + Z^2)^{3/2}}$$

2. Давление электромагнитных волн.

Величина давления P , оказываемого Э/М волной на поверхность равна $P = w = \frac{EH}{c}$

3. Задача П-? Q -?



$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I$$

$$H \cdot 2\pi r = I \Rightarrow H = \frac{I}{2\pi r}$$

$$\Pi = EH \cdot 2\pi r l = 2\pi r H \cdot El = UI = R^2 I = P$$

$$R = \rho \frac{l}{s} = \rho \frac{l}{\pi r^2}$$

$$P = \Pi = \frac{\rho^2 l^2}{\pi^2 r^4} I$$

Поток эм. энергии поступает извне в провод и целиком превращается в джоулеву теплоту.

10. Билет 10

1. Поток вектора напряж. Т. Гаусса. Расчёт заряж. плоскостей.

Потоком вектора напряжённости электрического поля через ориентированную поверхность S : $\Phi_E = \iint_S (\vec{E}, d\vec{S})$

Теорема Гаусса в интегральной форме. Поток вектора напряжённости эл. поля через произвольную поверхность, ориентированную наружу, прямо пропорционален алгебраической сумме электрических зарядов: $\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \frac{\sum_i q_i}{\epsilon_0}$

Если ввести функцию объёмного распределения эл. заряда $\rho(x, y, z)$, такую, что $\iiint_V \rho dV = \sum_i q_i$ и воспользоваться теоремой Остроградского-Гаусса $\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \iiint_V \operatorname{div} \vec{E} dV$, из равенства получим дифф. форму Т. Гаусса $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$. Источник эл. поля - эл. заряды.

1) Поток точечного заряда

$$\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \iint_S E dS = E \iint_S dS = ES$$

$$S = 4\pi R^2$$

поверхность сферы

$$\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{R^2} \cdot 4\pi R^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$$

2) Поток бесконечной плоскости и цилиндра

$$\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \iint_{\text{бок}} (\vec{E}, d\vec{S}) + \iint_{\text{окн}} (\vec{E}, d\vec{S})$$

$$d\vec{S}_{\text{бок}} \perp \vec{E} \rightarrow \iint_{\text{бок}} (\vec{E}, d\vec{S}) = 0$$

$$d\vec{S}_{\text{бок}} \parallel \vec{E} - \iint_{\text{бок}} (\vec{E}, d\vec{S}) = \iint_{\text{бок}} EdS$$

$$\iint_{\text{бок}} (\vec{E}, d\vec{S}) = \iint_{\text{бок}} EdS = E \iint_{\text{бок}} dS = ES_{\text{бок}} = E \cdot 2\pi R l$$

ото Т. Гаусса: $\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \frac{q_{\text{внутр}}}{\epsilon_0}$, $q_{\text{внутр}} = \lambda l$

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 R}$$

3) Поток бесконечной зарядн. плоск.

$$\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \iint_{\text{бок}} (\vec{E}, d\vec{S}) + \iint_{\text{окн}} (\vec{E}, d\vec{S}) , \quad \iint_{\text{бок}} (\vec{E}, d\vec{S}) = 0, \text{ т.к. } d\vec{S}_{\text{бок}} \perp \vec{E}$$

$$\iint_{\text{окн}} (\vec{E}, d\vec{S}) = 2ES_{\text{окн}}, \text{ заряд внутри цилиндра } q = \sigma \cdot S_{\text{окн}}$$

$$2ES_{\text{окн}} = \frac{\sigma S_{\text{окн}}}{\epsilon_0} \rightarrow E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

3) Поток бесконечной зарядн. плоск.

$$\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \iint_{\text{бок}} (\vec{E}, d\vec{S}) + \iint_{\text{окн}} (\vec{E}, d\vec{S}) , \quad \iint_{\text{бок}} (\vec{E}, d\vec{S}) = 0, \text{ т.к. } d\vec{S}_{\text{бок}} \perp \vec{E}$$

$$\iint_{\text{окн}} (\vec{E}, d\vec{S}) = 2ES_{\text{окн}}, \text{ заряд внутри цилиндра } q = \sigma \cdot S_{\text{окн}}$$

$$2ES_{\text{окн}} = \frac{\sigma S_{\text{окн}}}{\epsilon_0} \rightarrow E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

4) Поток концентрической (полосы) заряженной сферы

$$\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \iint_S E dS = E \iint_S dS = ES_{\text{внешн}} = 0 \rightarrow E S_{\text{внешн}} = 0 \rightarrow E = 0$$

$$\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \iint_{\text{внешн}} (\vec{E}, d\vec{S}) = E \iint_{\text{внешн}} dS = ES_{\text{внешн}} = \frac{q}{\epsilon_0} \rightarrow E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2}$$

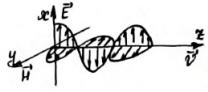
5) Поток, создаваемое полосой бесконечного заряженного цилиндра радиуса R внутии цилиндра $E = 0$, спаружи $E = \frac{\lambda l}{2\pi\epsilon_0 r^2}$, $q = \lambda l = \lambda \cdot 2\pi R l = \lambda = 52\pi R \rightarrow E = \frac{52\pi R}{\epsilon_0 r^2}$

6) Поток, создаваемое шаром радиуса R и заряженностью равномерно заряда q

$$\iint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = ES_{\text{внешн}} = \frac{q_{\text{внешн}}}{\epsilon_0} \quad q_{\text{внешн}} = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3} V_{\text{шар}}^{\frac{4}{3}\pi R^3}, \quad S_{\text{внешн}} = 4\pi r^2$$

$$E \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3} \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 \rightarrow E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{R^3} \cdot r$$

2. Плоская Э/М волна. Волновое уравнение. Поперечность волн.



Плоская волна - векторы \vec{H} и \vec{E} лежат в плоскости xO_y .

Общее решение: $\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kz + \varphi_1)$, $\vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kz + \varphi_2)$.

Волновое уравнение:

$$\frac{\delta E_y}{\delta x} = -\mu \mu_0 \frac{\delta H_z}{\delta t}; \quad \frac{\delta H_z}{\delta x} = -\mathcal{E} \mathcal{E}_0 \frac{\delta E_y}{\delta t}$$

$$\frac{\delta x}{\delta t} \frac{\delta H_z}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta t} \frac{\delta H_z}{\delta x}$$

$$\frac{\delta^2 E_y}{\delta x^2} = \frac{\mathcal{E} \mu}{c^2} \frac{\delta^2 E_y}{\delta t^2}$$

$$\frac{\delta^2 H_z}{\delta x^2} = \frac{\mathcal{E} \mu}{c^2} \frac{\delta^2 H_z}{\delta t^2}$$

3. Задача ($x - ?$)



Принцип суперпозиции $\vec{E} = k \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i^3} \vec{r}_i$. $\vec{E} = k \frac{q_1}{r_1^3} \vec{r}_1 + k \frac{q_2}{r_2^3} \vec{r}_2$

$$E_x = k \left(\frac{q_1 x}{(\frac{l^2}{4} + x^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{q_2 x}{(\frac{l^2}{4} + x^2)^{\frac{3}{2}}} \right) = 2kq \frac{x}{(\frac{l^2}{4} + x^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\frac{dE}{dx} = 2kq \frac{(\frac{l^2}{4} + x^2)^{\frac{3}{2}} - x^2 \sqrt{\frac{l^2}{4} + x^2} \cdot 2x}{(\frac{l^2}{4} + x^2)^3} = 2kq \frac{(\frac{l^2}{4} + x^2 - 3x^2)}{(\frac{l^2}{4} + x^2)^{\frac{5}{2}}} = 0 \Rightarrow \frac{l^2}{4} - 2x^2 = 0 \Rightarrow x = \pm \frac{l}{2\sqrt{2}}$$

11. Билет 11

1. Принцип суперпозиции магнитных полей. Расчёт...

Принцип суперпозиции: вектор индукции магнитного поля, создаваемого системой движущихся эл. зарядов (токов) равен векторной сумме индукций магнитных полей, создаваемых каждым зарядом по отдельности $\vec{B} = \sum_i \vec{B}_i$

Магнитное поле прямого тока:



Магнитное поле кругового тока



2. Применение интерференции. Интерферометры.

Тот факт, что расположение интерференционных полос зависит от длины волны и разности хода лучей, позволяет по виду интерференционной картины проводить точные измерения расстояний при известной длине волны или наоборот, определять спектр интерферирующих волн. Для таких измерений разработаны интерферометры.

Интерферометр - оптический прибор, принцип действия которого основан на разделении пучка света на 2 или несколько когерентных пучков, которые проходят различные оптические пути, а затем сводятся вместе.

Применение - по интерференционной картине можно выявлять и измерять неоднородные среды. Получение высокопрозрачных покрытий и селективных фильтров. Явлении интерференции волн, рассеянных от некоторого объекта с 'опорной' волной лежит в основе голограмии.

3. Задача (W-?)

Диэлектрическая проницаемость равна 1. Внешние и внутренние электрические поля найдём из теоремы Гаусса.

$$E_1 = \frac{qr}{4\pi\epsilon_0 R^2} (r \leq R); E_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} (r > R)$$

Искомая энергия шара

$$W = W + 1 + W_2 = \int_0^R \frac{\epsilon_0 E_1^2}{2} 4\pi r^2 dr + \int_R^\infty \frac{\epsilon_0 E_2^2}{2} 4\pi r^2 dr =$$

$$= \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 R} \left(\frac{1}{5} + 1 \right)$$

$$W = \frac{3q^2}{4\pi\epsilon_0 5R}$$

12. Билет 12

1. Магнитное поле в магнетиках. Вектор намагниченности. Т. о циркуляции.

Магнетиками называются вещества, способные приобретать во внешнем магнитном поле собственное магнитное поле. В присутствии магнетика вектор магнитной индукции \vec{B} равен сумме векторов магнитной индукции внешнего магнитного поля \vec{B}_0 , создаваемого независимыми от магнетика токами, и магнитной индукции собственного поля магнетика \vec{B}' . Тогда $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$

Вектор намагниченности: $\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Gamma} p_m \left[\frac{A}{M} \right]$ (усред. суммарный момент ед. объёма)

Циркуляция - $\oint_{\Gamma} (\vec{J}, d\vec{l})$ (Инт) $rot \vec{J} = \vec{j}$ (Диф)

Циркуляция вектора намагниченности вдоль края любой ориентированной поверхности внутри магнетика равна потоку плотности молекулярного тока через эту поверхность.

2. Шкала электромагнитных излучений. Оптическое излучение.

Оптическое излучение - энергия, переносимая излучением оптической области спектра ($10 \text{ нм} < \lambda < 2 \text{ мм}$) (ИК, УФ, видимый свет).

Интенсивность - модуль среднего по времени значения плотности потока энергии, переносимой световой волной. $I = \frac{c}{4\pi} \langle E^2 \rangle$

- 1) Гамма-излучение ($\lambda < 10^{-2} \text{ нм}$)
- 2) Рентгеновское излучение ($10^{-2} < \lambda < 10 \text{ нм}$)
- 3) УФ-излучение ($10 < \lambda < 400 \text{ нм}$)
- 4) Видимое излучение ($400 < \lambda < 760 \text{ нм}$)
- 5) ИК-излучение ($760 \text{ нм} < \lambda < 2 \text{ мм}$)
- 6) Радиоволны ($\lambda > 2 \text{ мм}$)

3. Задача ($\Delta(0), \Delta(30)$)

1) Геометрическая длина пути в стекле:

$$l_2 = nh,$$

в воздухе: $l_1 = n$

$$\Delta = l_2 - l_1 = h(n - 1)$$

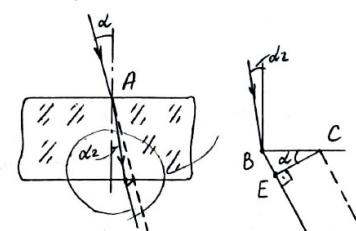
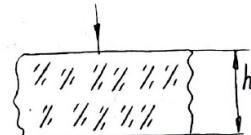
$$2) \Delta = l_2 - l_1 = |AB| \cdot n + |BE| - |AC|$$

$$|AB| = \frac{h}{\cos \alpha_2}; |BE| =$$

$$|AB| \sin(\alpha - \alpha_2) \tan \alpha; |AC| = \frac{h}{\cos \alpha}$$

$$\Delta =$$

$$\frac{hn}{\cos(\arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} + \frac{h \sin(\alpha - \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))}{\cos(\arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} \tan \alpha - \frac{h}{\cos \alpha}$$



13. Билет 13

1. Электростатическое поле в диэлектрике. Поляризация...

По принципу суперпозиции электростатическое поле: $E = E_{\text{внутр}} + E_{\text{внеш}}$

Диэлектриками называются вещества, которые при обычных условиях практически не проводят электрический ток. В диэлектриках в отличие от металлов электрическое поле не равно нулю. Возникающие в процессе поляризации связанные заряды лишь ослабляют внешнее поле. Теорема Гаусса для поля в диэлектрике: поток вектора электрического смещения через любую замкнутую поверхность равен сумме свободных зарядов, которые находятся внутри объёма диэлектрика охваченного этой поверхностью $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$

Поляризацией диэлектрика называется процесс ориентации диполей или появления под воздействием электрического поля ориентированных по полю диполей.

- 1) Электронная (деформационная) – деформация электронных орбиталей атомов неполярных диэлектриков под действием внешнего электрического поля.
- 2) Ионная – смещение ионов в кристаллической решётке вдоль направления электрического поля.
- 3) Дипольная (ориентационная) – выстраивание диполей вдоль силовых линий внешнего поля.

Поляризованность Для количественного описания поляризации диэлектрика используется векторная величина - поляризованность - которая определяется как дипольный момент единицы объёма диэлектрика $\vec{P} = \frac{\vec{p}_V}{V} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{V}$

2. Дисперсия света. Нормальная и аномальная. Электронная теория.

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления от частоты ν . Как следствие - разложение света (радуга). Проявляется при распространении нехроматических волн. $D = \frac{\delta n}{\delta \lambda}$ - дисперсия вещества.

Для всех веществ n уменьшается с λ . (график с линией от n плавно вниз)

$\frac{\delta n}{\delta \lambda} < 0$ - нормальная

$\frac{\delta n}{\delta \lambda} > 0$ - аномальная

Электронная теория дисперсии Лоренца. Согласно этой теории следствие зависимости \mathcal{E} от частоты (длины) световых волн. $\mathcal{E} = 1 + \varkappa = a + \frac{p}{\varepsilon_0 \mathcal{E}}$

Дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

3. Задача ($U - ?$) типа как сумма W

Диэлектрическая проницаемость равна 1. Внешние и внутренние электрические поля найдём из теоремы Гаусса.

$$E_1 = \frac{qr}{4\pi\varepsilon_0 R^2} (r \leq R); E_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} (r > R)$$

Искомая энергия шара

$$\begin{aligned} U &= W + 1 + W_2 = \int_0^R \frac{\varepsilon_0 E_1^2}{2} 4\pi r^2 dr + \int_R^\infty \frac{\varepsilon_0 E_2^2}{2} 4\pi r^2 dr = \\ &= \frac{q^2}{8\pi\varepsilon_0 R} \left(\frac{1}{5} + 1 \right) \end{aligned}$$

14. Билет 14

1. Движение частиц в полях. Сила Лоренца. Циклотрон

Сила \vec{F} , действующая на точечный заряд q , зависит от положения этого заряда и его скорости $\vec{v} \Rightarrow$ силу \vec{F} делится на – электрическую \vec{F}_e (не зависит от движения заряда) и магнитную \vec{F}_m (зависит от скорости заряда).

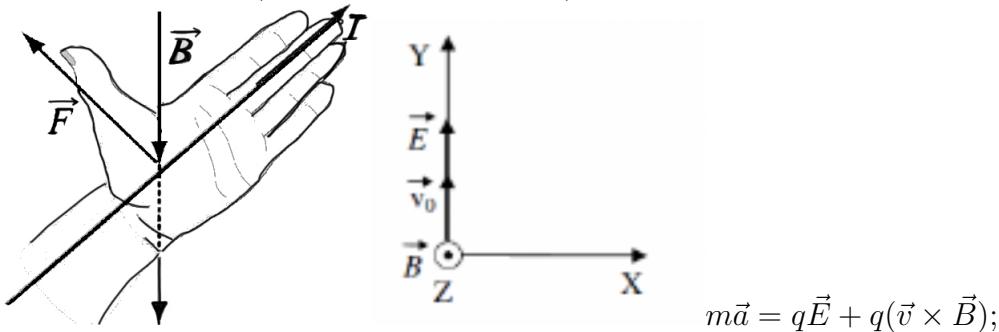
Свойства:

1. В любой точке пространства направление и модуль \vec{F}_m зависят от скорости заряда.
2. $\vec{F}_m \perp \vec{v}$
3. В любом месте $\vec{F}_m \perp$ направлению в данном месте.
4. $|\vec{F}_m|$ пропорционален той составляющей скорости, которая \perp этому выделенному направлению.

Все эти свойства магнитной силы можно описать, если ввести понятие магнитного поля. \vec{B} – магнитное поле (опр. в каждой точке пространства направление), тогда $\vec{F}_m = q[\vec{v}\vec{B}]$. Тогда полная электромагнитная сила, действующая на заряд q : $\vec{F} = q * \vec{E} + q[\vec{v}\vec{B}]$. Ее называют силой Лоренца.

Направление \vec{F} , действ. на '+' заряд, опр. правилом левой руки:

Вектор $\vec{F} \perp$ плоскости, в которой лежат векторы \vec{V} и \vec{B} . Если \vec{B} входит в ладонь левой руки, пальцы направлены вдоль \vec{v} , то отогнутый большой палец укажет направление силы, действ. на '+' заряд (для '-' – правая рука).



$$\vec{v} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} ma_x = qv_y B \\ ma_y = qE - qv_x B \\ ma_z = 0 \end{vmatrix}$$

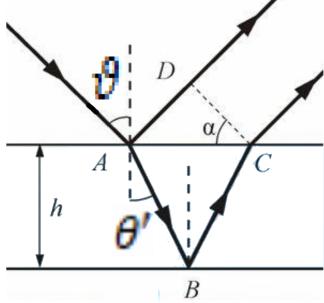
Ускорители: линейные (прямая траектория) и циклические (замкнутая траектория, под действием магнитной силы Лоренца, разгон на опр. местах).

Принцип действия циклотрона основан на том, что период обращения заряженной частицы в магнитном поле не зависит от её скорости $T = 2\pi \frac{m}{qB}$

В фазотроне B_m уменьшается к краям \Rightarrow если увеличивается радиус траектории, увеличивается $T \Rightarrow$ по мере разгона частиц, надо уменьшать частоту колебаний напряжения между дуантами.

В синхротроне траектория частиц не меняется – это обеспечивается изменяющимся во времени магнитным полем.

2. Интерференция света в тонких пленках. Кольцо Ньютона



Разность хода двух отр. волн: $\Delta = n(AB + BC) - AD$; $AB = BC = \frac{2b}{\cos\theta'}$; $AD = 2btg\theta' \sin\nu$
Получим $\Delta = n2bcos\theta'$

Поскольку при отражении от оптически более плотной среды происходит скачок фазы на π у отр. волны (потеря полуволны): $\Delta = n2bcos\theta' \pm \frac{\lambda}{2}$

$$\sin\theta = nsin\theta; \Rightarrow \Delta = n2b\sqrt{n^2 - \sin^2\theta} \pm \frac{\lambda}{2}$$

Эти волны могут интерферировать, если опт. $\Delta \leq$ длины когерентности (расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность).

Кольца Ньютона - это кольцевые полосы равной толщины, наблюдаемые при отражении света от поверхностей зазора между стеклянной пластинкой и соприкасающейся с ней выпуклой линзой. При нормальном падении света кольца в отраженном свете имеют вид концентрических окружностей с центром в точке соприкосновения линзы с пластинкой.

Радиусы темных колец: (b -расстояние между линзой и пластинкой) $\Delta = 2b + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) + \frac{\lambda}{2} \Rightarrow 2b = m\lambda$

По т. Пифагора $r^2 = R^2 - (R - b)^2$; учитывая, что $b < R \Rightarrow r^2 = 2bR \Rightarrow r = \sqrt{2bR}, m = 0, 1, 2, \dots$

Для светлых: $r = \sqrt{(m - \frac{1}{2})\lambda R}, m = 1, 2, 3, \dots$

3. Задача

$$W = W_\alpha + W_\Pi$$

$$W_\Pi = k \frac{q_1 q_2}{r}$$

$$m_e \frac{v^2}{r} = k \frac{q^2}{r^2}$$

$$m_e v^2 = k \frac{q^2}{r}$$

$$k \frac{q^2}{r} + k \frac{q^2}{2r} = W_{\text{ион}}$$

$$\frac{3kq^2}{2r} = W_{\text{ион}}$$

$$r = \frac{3kq^2}{2W_{\text{ион}}}$$



15. Билет 15

1. Диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики.

Диамагнетики - материалы, не имеющие постоянного дипольного момента. $\mu \leq 1$. Проницаемость не зависит от поля. ($x < 0$)

Парамагнетики - постоянный дипольный момент. Моменты ориентированы беспорядочно. $\mu \geq 1$ ($\frac{P_m}{m} = \frac{e}{m}$) ($x > 0$)

Ферромагнетики - постоянный дипольный момент. Доменная структура, одинаково направлены внутри магнитного поля $\mu \geq 1$. (Способны обладать намагниченностью вне магнитного поля.) ($\frac{P_m}{M} = -\frac{e}{2m}$) ($x > 0$)

$$M_z = \frac{hn}{2}$$

2. Максвелл (И+Д). Св-ва и смысл. Материальные ур-ия.

1) Закон Фарадея (Э/М индукции) $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\delta \vec{B}}{\delta t}$ (Д) $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$ (И)

2) Т. Гаусса для магнитного поля $\text{div } \vec{B} = 0$ (Д) $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$ (И)

3) Т. о циркуляции в-ра напряж. магн. поля $\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\delta \vec{D}}{\delta t}$ (Д) $\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\delta \vec{D}}{\delta t}) d\vec{S}$

4) Т. Гаусса для эл. поля $\text{div } \vec{D} = \rho$ (Д) $\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV$ (И)

Уравнение 1: Описывает явление Э/М индукции (закон Фарадея) и устанавливает качественную связь между электрическими и магнитными полями: переменное эл. поле порождает переменное магнитное поле. [Физический смысл: переменное магнитное поле порождает вокруг себя вихревое электрическое поле. В диф. Форме: Ротор поля в каждой точке пространства равен взятой с обратным знаком производной по времени от вектора]

Уравнение 2: выражает то свойство магнитного поля, что линии вектора магнитной индукции \vec{B} всегда замкнуты и что магнитных зарядов нет [Физический смысл: оно показывает, что в природе не существует магнитных зарядов].

Уравнение 3: является обобщением закона Био-Савара-Лапласа и показывает, что циркуляция вектора \vec{H} по произвольному замкнутому контуру L равна сумме токов проводимости и токов смещения сквозь поверхность, натянутую на этот контур = показывает связь между полным током и порождаемым им магнитным полем. [Физический смысл: магнитное поле создаётся не только токами проводимости, но и изменяющимся во времени электрическим полем.]

Уравнение 4: поток вектора \vec{D} через замкнутую поверхность S равен сумме зарядов внутри этой поверхности. Уравнение показывает, что силовые линии вектора \vec{D} начинаются и заканчиваются на зарядах. $\text{div } \vec{D} = \left(\frac{\delta D_x}{\delta x} + \frac{\delta D_y}{\delta y} + \frac{\delta D_z}{\delta z} \right)$ [Физический смысл: оно показывает, что источником электростатического поля являются свободные электрические заряды.]

Материальные уравнения Максвелла

Система уравнений Максвелла:

1. Согласуется с уравнениями движения заряженной частицы под действием полной силы Лоренца

2. Не учитывает квантовые эффекты.

Для расчета полей в среде система уравнений Максвелла дополняется уравнениями, характ. электрические и магнитные свойства среды - материальные уравнения Максвелла:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E}_{\text{кул}} + \vec{E}_{\text{ст}})$$

Связь между векторами \vec{D} и \vec{E} , \vec{B} и \vec{H} нелинейная.

3. Задача ($l-?$)

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

$$d = \frac{l}{N}R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN$$

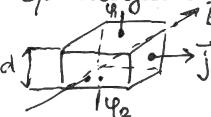
$$N = \frac{\lambda}{k\delta\lambda}$$

$$l = dN = \frac{d\lambda}{k\delta\lambda}$$

16. Билет 16

1. Эффект Холла.

Если Me пластинку по ком. проек-т $I = \text{const}$ поместить \perp к ней МП, то между // I и потоком \vec{B} возникает разница потенциалов U_H .



$$U_H = \varphi_1 - \varphi_2$$

$$U_H = R_H d j B$$

R_H - коэф. проводимости для разн. Me (постоянная Холла) $\left[\frac{A^3}{V} \right]$

Эффект Холла можно объяснить с помощью теории свободных e^-

$$\vec{F}_n = -|e| [\vec{v} \vec{B}]$$

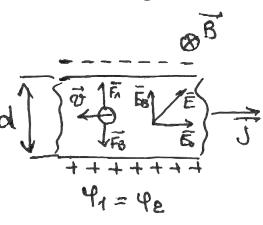
$$F_n = |e| v B$$

$$F_B = -|e| E_B$$

$$F_B = |e| E_B$$

$$U_H = dE_B = dVB =$$

$$= \left[\frac{j = |e| n v}{v = \frac{j}{ne}} \right] = \frac{1}{|e| n} dj B$$

$$R_H = \frac{1}{|e| n}$$


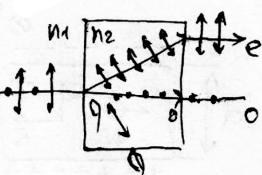
Применение эффекта Холла

- 1) $U_H \sim B$
- 2) U_H, d, j, B опред. эксп. R_H
- 3) $R_H = \frac{1}{|e| n}$ $n = \frac{1}{|e| R_H}$
- 4) $R_H > 0$ дырки $R_H < 0$ электрони
полупроводн. p-min n-min.

2. Распространение Э/М волн в кристаллах. Двойное преломление

Одноосные кристаллы - кристаллы с одной оптической осью.

Двойное преломление - способность прозрачных кристаллов раздваивать каждый световой пучок. Объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах.



$$\sqrt{\Sigma} = n$$

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

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} = \text{const } "o"$$

$$\dots \neq \text{const } "e"$$

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$$



3. Задача ($P(r) = ?$)

$$P = \kappa \epsilon_0 E$$

$$\epsilon_0 = 1 + \kappa$$

$$E = \frac{E_0}{\epsilon_0} = \frac{E_0}{1+\kappa}; E = \frac{q}{4\pi R^3} \vec{r}$$

$$P = \frac{(\epsilon-1)\epsilon_0}{\epsilon} E = \frac{\epsilon-1}{\epsilon} \frac{\epsilon_0}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{R^3} \vec{r} = \frac{\epsilon-1}{\epsilon} \frac{q \vec{r}}{4\pi R^3}$$

$$q' = \int P dS = \int \frac{\epsilon-1}{\epsilon} \frac{q}{4\pi R^3} r dS = P \int dS = \frac{\epsilon-1}{\epsilon} \frac{q}{4\pi R^2} 4\pi R^2 - 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow q' = -q \frac{\epsilon-1}{\epsilon}$$

17. Билет 17

1. Эл. поле в проводнике. Сторонние силы. Циркуляция напряжённости. ЭДС.

При внесении проводника во внешнее эл. поле, свободные заряды внутри проводника начинают перемещаться. В проводнике индуцируются эл. поля. $\vec{E}_{\text{инд}}$. Условие равновесия эл. зарядов: $\vec{F} = q\vec{E}_{\text{внутр}} = q(\vec{E}_{\text{внеш}} + \vec{E}_{\text{инд}}) = \vec{0} \Rightarrow \vec{E}_{\text{внутр}} = \vec{E}_{\text{внеш}} + \vec{E}_{\text{инд}} = \vec{0}$

$\vec{E}_{\text{внутр}} = -g\vec{\text{grad}}\varphi_{\text{внутр}} = \vec{0} \Rightarrow \varphi_{\text{внутр}} = \text{const}$ внутри проводника. Поэтому поверхность проводника является эквипотенциальной (силовые линии \perp поверхности).

Сторонние силы принято характеризовать работой, которую они совершают над перемещением в цепи зарядами.

Величина равная работе сторонних сил над единицами положительным зарядом называется электродвижущей силой (ЭДС). $\mathcal{E} = \frac{A}{q}; (\sum_i \mathcal{E}_i = \int_{\Gamma} \vec{E}_{\text{ст}} d\vec{l})$.

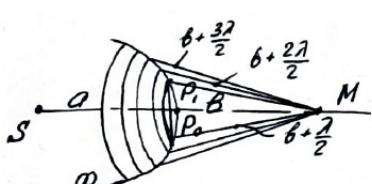
Вводят поле сторонних сил: $\vec{E}^* = \frac{\vec{E}^*}{q}$. Циркуляция вектора напряжённости сторонних сил равна ЭДС, действующей в замкнутой цепи.

2. Применимость геометрической оптики, зон Френеля и дифракции...

Законы геометрической оптики выполняются достаточно точно лишь в том случае, если размеры препятствий на пути распространения света \gg длины световой волны. Основным принципом является понятие светового луча. Направление не зависит от поперечных размеров пучка света.

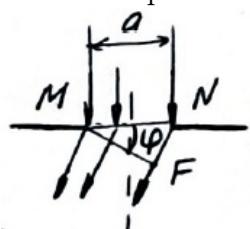
Дифракция Френеля - диф. в сходящихся лучах, когда на препятствие падает плоская или сферическая волна, и диф. картина наблюдается на экране, находящемся на конечном расстоянии от него. (S и P близки к препятствию)

Дифракция Фраунгофера - диф. в параллельных лучах, когда на препятствие падает плоская волна, и диф. картина наблюдается на экране который находится в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной на пути прошедшего через препятствие света.



Метод Френеля. Френель предложил разбить волновую поверхность на кольцевидные зоны такого размера, чтобы расстояния от краёв соседних зон до точки наблюдения отличались на $\frac{\lambda}{2}$. Внешний радиус k -ой зоны Френеля: $r_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} k \lambda; A = \frac{A_1}{2}$

Область применения: в случае, если в задаче существует симметрия



$$\Delta = NF = \arcsin \varphi$$

Условие диф. мин: $\arcsin \varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}$

Условие диф. макс: $\arcsin \varphi = \pm (2m+1)\frac{\lambda}{2}$

Дифракция Фраунгофера (S и P далеки от препятствия)

Геом. оптика является приближённым предельным случаем в который переходит волновая оптика, когда длина волны стремится к нулю.

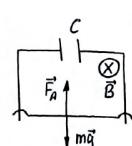
3. Задача ($V(t)$ - ?)

$$m \frac{dV}{dt} = -Bl \frac{dq}{dt} + mg; \frac{q}{c} = BlV; \frac{dq}{dt} = dV$$

$$\frac{mdq}{BlCdt} = -Bl \frac{dq}{dt} + mg; I = \frac{mg}{\frac{m}{BlC} + Bl}$$

$$\frac{mgt}{C(\frac{m}{BlC} + Bl)} = BlV$$

$$V = \frac{mgt}{m + (Bl)^2 C}$$



18. Билет 18

1. Электростатическое поле в диэлектрике. Свободные и связанные заряды. Гаусс...

По принципу суперпозиции электростатическое поле: $E = E_{\text{внутр}} + E_{\text{внеш}}$

Диэлектриками называются вещества, которые при обычных условиях практически не проводят электрический ток. В диэлектриках, в отличие от металлов, электрическое поле не равно нулю. Возникающие в процессе поляризации связанные заряды лишь ослабляют внешнее поле. Для количественного описания поляризации диэлектрика используется векторная величина - поляризованность - которая определяется как дипольный момент единицы объема диэлектрика $\vec{P} = \frac{\sum \vec{p}_i}{V}$

Свободные заряды – это заряды, перемещающиеся под действием поля на существенные расстояния (q)

Связанные (поляризационные) заряды – некомпенсированные заряды, которые возникают в результате процесса поляризации в объеме (или на поверхности) диэлектрика. (q')

Теорема Гаусса для вектора поляризованности среды \vec{P} : поток вектора \vec{P} сквозь любую замкнутую поверхность S равен взятыму с обратным знаком суммарному связанным заряду $\int_S (P, d\vec{S}) = -q' (\text{И}) \operatorname{div} \vec{P} = -\rho' (\text{Д})$

2. Объемная плотность энергии магнитного поля.

ЭМ поле - обособленная материя посредством кот. осущ.

Взаимодействие между движущ. электр. зарядами

заслуживает. N -кол-во витков, e -длина катушки.

$$L = \mu \mu_0 \frac{N^2 S}{e} - \text{индуктивность катушки. } S - \text{площ. поп. сеч-я}$$

$$W = \frac{LI^2}{2} = \mu \mu_0 \frac{N^2 S}{e} \cdot \frac{I^2}{2} - \text{дн-я потока токов. в катушке}$$

$$H = \frac{NI}{L} \rightarrow W = \mu \mu_0 \frac{H^2 V}{2} \rightarrow W = \mu \mu_0 \frac{H^2}{2} \cdot \text{объем. плотность эн. кат.}$$

$$W = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{BH}{2}$$

$$W_m = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}$$

3. Задача ($I_{\text{пов}} + \text{об}$)

Ввиду магнитной однородности материала провода плотность молекулярных токов внутри него равна: $j'_{\text{пов}} = \chi j$, где $j = \frac{I}{\pi R^2}$ - плотность токов проводимости.

По циркуляции \vec{H} : $2\pi r H = I \frac{r^2}{R^2} \Rightarrow H = \frac{I}{2\pi R^2} r$

$$B = \mu \mu_0 H = \mu \mu_0 \frac{I}{2\pi R^2} r; J = \chi H = \chi \frac{I}{2\pi R^2} r = \chi \frac{I}{2\pi R}$$

$$I'_{\text{пов}} = J \cdot 2\pi R = \chi \frac{I}{2\pi R} 2\pi R = \chi I$$

Молекулярный ток через площадь любого сечения

намагниченного тела равен нулю:

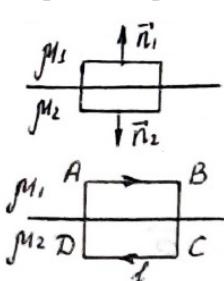
$$I'_{\text{пов}} + I'_{\text{об}} = 0 \Rightarrow I'_{\text{об}} = -\chi I$$

$$|I'_{\text{пов}}| = |I'_{\text{об}}| = \chi I$$

19. Билет 19

1. Магнитное поле на границе раздела магнетиков.

На границе раздела двух магнетиков в поле возникает поверхностный микроток.



Выберем в качестве гауссовой поверхности поверхность цилиндра. Такой выбор позволяет пренебречь потоком \vec{B} через $S_{\text{бок}}$ по сравнению с $S_{\text{осн}}$. Из Т. Гаусса потоки вектора \vec{B} через $S_{\text{осн}}$ равны по модулю. Поскольку площади оснований равны, то нормальная составляющая B_n на границе раздела магнетиков остается непрерывной: $B_{1n} = B_{2n}$.

Выразив через магнитную пряж. получаем: $\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$.

С помощью Т. о циркуляции перейдём к тангенсу сост. Выделим небольшой прямоугольный контур $ABCD$: $\oint_{\Gamma} (\vec{H}, d\vec{l}) = \sum_k I_k = 0 \Rightarrow H_{\tau 2}l - H_{\tau 1}l = 0 \Rightarrow H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$ - тангенсальная компонента остается непрерывной. По аналогии с преломлением эл. поля в диэлектриках имеем закон преломления векторов напряжённости магнитного поля и магнитной индукции: $\frac{\tan \alpha_2}{\tan \alpha_1} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$

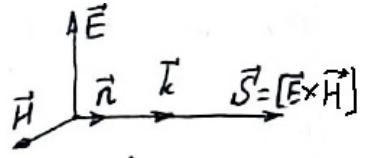
При переходе в магнетик с большей магнитной проницаемостью силовые линии напряжённости и магнитной индукции удаляются от нормали.

2. Энергия и импульс Э/М поля. Вектор Пойнтинга. Т. Пойнтинга.

$$W_{\text{эм}} = W_E + W_H = \frac{\mathcal{E}\mathcal{E}_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$$

$$W_{\text{эм}} = \mathcal{E}\mathcal{E}_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2 = \sqrt{\mathcal{E}\mathcal{E}_0 \mu\mu_0} EH = \frac{1}{2}(\vec{E}\vec{D} + \vec{B}\vec{H})$$

$$\text{Импульс: } P = \frac{W_{\text{эм}}}{c} \text{ плотность импульса: } \vec{p} = \frac{1}{c^2} \cdot [\vec{E} \times \vec{H}]$$



Количество энергии, распространяющейся в ед. времени через ед. площадку, \perp -ую направлению потока энергии, выражается векторной величиной, называемой вектором Пойнтинга: $\vec{P} = [\vec{E} \times \vec{H}]$

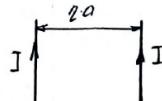
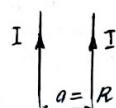
Т. Пойнтинга: скорость изменения ЭМ энергии, запасённой в объёме, равна сумме потока мощности через поверхность, ограниченную этим объёмом, и мощности, поглащаемой или выделяемой протекающим в объёме токами $-\frac{\delta}{\delta t}(W_E + W_H) = \oint_S (\vec{P}, d\vec{S}) + \int_V (j, \vec{E}) dV$ Левая часть характеризует расход ЭМ энергии за ед. времени, правая - на что она расходуется.

3. Задача (A-?)

Сила взаимодействия токов $dF_1 = I_2 B_1 dl$; $B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi R}$
 $dF_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi R} dl$

На ед. длины проводника действует сила: $F = \frac{F_1}{dl} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi R}$

Работа: $A = \int_a^{\eta a} \frac{\mu_0 I^2}{2\pi} \frac{dR}{R} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi} \ln R|_a^{\eta a} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi} \ln \eta$



20. Билет 20

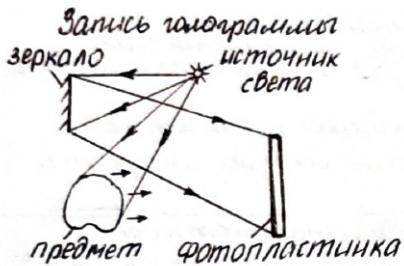
1. Электрический диполь в эл. стат поле. Сила и механический момент.

Электрический диполь - совокупность из 2 одинаковых по модулю разноимённых зарядов $\pm q$, на расстоянии l .

$$M = Fl \sin \alpha = qEl \sin \alpha = qlE \sin \alpha = pE \sin \alpha \Rightarrow \vec{M} = [\vec{P} \times \vec{E}]$$

Результирующая сила \vec{F} , действующая на диполь со стороны внешнего эл. поля \vec{E} , создаваемого сторонними зарядами, равна векторной сумме сил, действующих на отдельные заряды диполя: $\vec{F} = q\vec{E}_+ - q\vec{E}_- = q(\vec{E}_+ - \vec{E}_-) = q\Delta\vec{E}$

2. Физические основы голограммии. Световые волны. Голограмма...



Голограммия основывается на двух физических явлениях - дифракции и интерференции световых волн. При определённых условиях при наложении двух световых пучков возникает интерференционная картина.

Голограммия - способ записи и восстановления волнового поля, основанный на регистрации интерференционной картины, которая образована отражённым предметом, освещаемым источником света (предметная волна), и когерентной с ней волной, идущей непосредственно от источника света (опорная волна).

Интерференционная картина создаётся наложением двух световых волн - опорной монохроматической волны и вторичной волны, отражённой объектом, и фиксируется на фотоплёнке.

Для восстановления голограммы она освещается той же опорной волной, которая используется при её получении (при просвечивании голограммы восстанавливается та же самая волна, которая исходила от объекта). В результате, наблюдатель, смотрящий на голограмму увидит мнимое изображение. (голограмма объёмная)

Применение: звёздные войны, создание объёмных копий, для исследования движущихся частиц, в кино и телевидении.

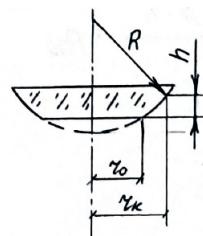
3. Задача ($r_k - ?$)

Воздушный зазор между линзой и стеклянно пластинкой:

$$h = \sqrt{R^2 - r_0^2} - \sqrt{R^2 - r_k^2}$$

Наложим условие малой толщины зазора $R \gg r$:

$$h = R^2 - \frac{r_0^2}{2R} - (R^2 - \frac{r_k^2}{2R}) \Rightarrow h = \frac{r_k^2 - r_0^2}{2R}$$



Оптическая разность хода: $\Delta = 2h$

Радиус k -ого светового кольца соответствует разности хода: $\Delta = (k - \frac{1}{2})\lambda$

$$\frac{r_k^2 - R^2}{R} = (k - \frac{1}{2})\lambda \Rightarrow r_k = \sqrt{R(k - \frac{1}{2})\lambda + R^2}$$

21. Билет 21

1. Магнитное поле в веществе. Молекулярные токи. Намагниченность..

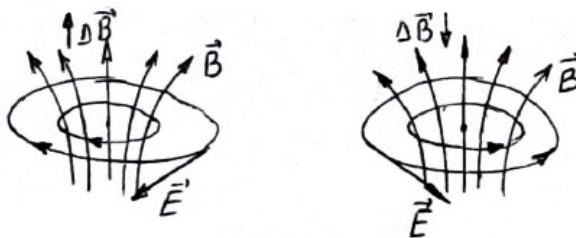
Намагниченное вещество создаёт магнитное поле \vec{B}' , которое накладывается на обусловленное токами поле \vec{B}_0 . $\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0$

Молекулярные токи - токи, эквивалентные тем, которые возникают при движении элементарных зарядов в молекулах и атомах вещества

Намагниченность вещества - магнитный момент на единицу объёма

$$\vec{J} = \frac{\sum_i p_i}{\Delta V} \left[\frac{A}{M} \right]; \vec{J} = \mu \vec{H}, \mu - \text{магнитная восприимчивость.}$$

2. Вихревое электрическое поле



В замкнутом проводящем контуре возникает электрический ток при изменении магнитного потока, пронизывающего этот контур. Порождаемое электрическое поле является вихревым. Линии вихревого электрического поля идут вокруг линий магнитного поля и направлены следующим образом: если магнитное поле возрастает, то линии напряженности направлены по часовой стрелке, если убывает то против.

Из фараdea: $\mathcal{E}_i = \frac{\delta \Phi}{\delta t}$

Циркуляция вектора вихревого поля: $\oint \vec{E} d\vec{l} = - \int_n \frac{\delta \vec{B}}{\delta t} dS$

Уравнение показывает, что источниками тока могут быть не только эл. заряды, но и изменяющиеся во времени магнитные поля.

3. Задача ($\rho(r)$ —?)

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\rho(r) = -\mathcal{E}_0 \Delta \varphi = -\mathcal{E}_0 \left(\frac{\delta^2}{\delta r^2} \frac{2}{r} \frac{\delta}{\delta r} \right) (ar^3 + b) = -\mathcal{E}_0 (6ar + \frac{2}{r} 3r^2 a) = -12\mathcal{E}_0 ar$$

2 вариант

$$E_r = -\frac{\delta \varphi}{\delta r} = -3ar^2; 4\pi d(r^2 E_r) = \frac{1}{\epsilon_0} \rho 4\pi r^2 dr$$

$$r^2 dE_r + 2rdE_r = \frac{1}{\epsilon_0} \rho r^2 dr$$

$$\frac{\delta E_r}{\delta r} + \frac{2}{r} E_r = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$-6ar + (-6ar) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\rho = -12\mathcal{E}_0 ar$$

Вихревое электрическое поле - это электрическое поле, которое порождается переменным магнитным полем и линии напряженности которого замкнуты. Переменное во времени магнитное поле порождает электрическое поле. Одним из условий существования тока является наличие электрического поля.

22. Билет 22

1. Энергия системы неподвижных зарядов. Энергия проводника, конденсатора.

Заряд q , находящийся на проводнике, можно рассматривать как систему точечных зарядов. Пусть два неподвижных точечных заряда q_1 и q_2 , находящихся на расстоянии r друг от друга. Т.к электростатический силы консервативны, то система зарядов обладает потенциальной энергией:

$$W_{p1} = q_1 \varphi_{12}; W_{p2} = q_2 \varphi_{21}; \varphi_{12} = \frac{kq_2}{r}; \varphi_{21} = \frac{kq_1}{r}; W_{12} = \frac{kq_1 q_2}{r}; W = \frac{W_1 + W_2}{2} = \frac{1}{2}(q_1 \varphi_{12} + q_2 \varphi_{21})$$

Энергия уединённого заряженного проводника определяется как энергия системы зарядов: $W = \frac{1}{2} \sum_i q_i \varphi_i$. На проводнике $\varphi = \text{const} \Rightarrow W = \frac{1}{2} q \varphi$

Для двух проводников, имеющих одинаковые по величине, но разные по знаку заряды q : $W = \frac{1}{2} q_1 \varphi_1 + \frac{1}{2} q_2 \varphi_2 = \frac{q}{2} |\varphi_1 - \varphi_2|$; $U = |\varphi_1 - \varphi_2|$

Конденсатором называется система двух проводников, заряженных на $+q$ и $-q$. Проводники - обкладки конденсатора. При последовательном соединении: $\frac{1}{C_{\text{общ}}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$, при параллельном: $C_{\text{общ}} = C_1 + C_2$. Энергия: $W = \sum_i \frac{1}{2} \varphi_i q_i = \frac{q^2 U}{2} = \frac{q^2}{2C}$

2. ЭМ индукция. Закон Фарадея. Правило Ленца. Индуктивность...

Электромагнитная индукция - явление возникновения эл. тока, эл. поля или эл. поляризации при изменении во времени магнитного поля или при движении материальной среды в магнитном поле.

Индуктивность - физическая величина, численно равная ЭДС самоиндукции, возникающей в контуре при изменении силы тока в нём на $1A$, за 1s . Индуктивность катушки (соленоида) зависит от количества витков в ней.

Закон Фарадея: $\mathcal{E}_i = -\frac{\delta \Phi}{dt}$. ЭДС ЭМ индукции, возникающая в замкнутом контуре, численно равна и противоположна по знаку скорости изменения потока сквозь поверхность контура.

Правило Ленца: возникающий в замкнутом контуре индукционный ток направлен так, чтобы своим магнитным полем противодействовать причине, его вызывающей. Индукционный ток всегда препятствует изменению магнитного потока.

Возникновение ЭДС в контуре, по которому изменяющийся во времени ток, называется явлением самоиндукции: $\mathcal{E}_S = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L \frac{DI}{dt}$. Эл. ток, текущий в контуре, создаёт вокруг себя магнитное поле, индукция которого пропорциональна току: $B \sim I$, $\Phi \sim B \Rightarrow \Phi \sim I \Rightarrow \Phi = LI$, L - индуктивность [Гн]. Индуктивность соленоида: $L = \mu \mu_0 \frac{N^2 S}{l}$



Взаимная индукция: магнитный поток, образованный

контуром 1, пронизывает контур 2: $\Phi_{21} = L_{21} I_1$

Если I_1 изменяется, то в контуре 2 индуцируется ЭДС:

$$\mathcal{E}_{i2} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

3. Задача (D_φ)

Угловая дисперсия: $D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}$; $d \sin \varphi = k\lambda$; $d \cos \varphi d\varphi = kd\lambda$

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}; \sin \varphi = \frac{k\lambda}{d} \Rightarrow \cos \varphi = \sqrt{1 - \frac{k^2 \lambda^2}{d^2}}$$

$$D_\varphi = \frac{k}{d \sqrt{1 - (\frac{k\lambda}{d})^2}}$$

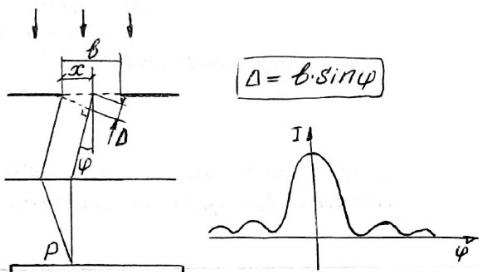
23. Билет 23

1. Объёмная плотность энергии эл. стат. поля

Объёмной плотностью энергии называется энергия единицы объёма пространства: $\omega = \frac{dW}{dV}$. В плоском конденсаторе ёмкостью $C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$ поле однородно и занимает весь объём $V = Sd$, а разность d потенциалов обкладок $U = Ed$. Тогда $W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 SU^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 S(Ed)^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 SdE^2}{2} = \frac{\epsilon_0 VE^2}{2}$; $D = \epsilon\epsilon_0 E \Rightarrow \omega = \frac{ED}{2}$

Пример (Заряженный плоский конденсатор). Пластины заряжены разноимёнными зарядами, по этому они стягиваются, предположим, что на малую величину x . Тогда объём конденсатора уменьшается на $dV = xS \Rightarrow dW = \omega dV$. Силы притяжения совершают работу $\delta a = FX$; $\delta A = dW \Rightarrow Fx = \omega xS \Rightarrow F = \omega S$. Дополнительное давление, которое создают эти силы $p = \frac{F}{S} = \omega \Rightarrow p = \omega$. Давление, вызванное наличием эл. поля равно объёмной плотности энергии.

2. Дифракция Фраунгофера от щели



Дифракция Фраунгофера от щели - дифракция плоских световых волн или дифракция в параллельных лучах
Условие $\min : b \sin \alpha = \pm 2m\frac{\lambda}{2}$ (тёмная)
Условие $\max : b \sin \alpha = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}$ (светлая)

Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции, называется дифракционным спектром (чередующиеся тёмные и светлые полосы).

3. Задача (доказать)

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = mN$$

$$d \sin \alpha = \pm m\lambda$$

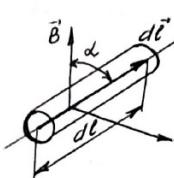
$$\sin \alpha \leq 1$$

$$\frac{m\lambda}{d} \leq 1 \Rightarrow m \leq \frac{d}{\lambda} \Rightarrow R \leq \frac{Nd}{\lambda} \Rightarrow R \leq \frac{l}{\lambda}$$

24. Билет 24

1. Проводники с током в магнитном поле. Закон Ампера.

На прямолинейный проводник с током в однородном магнитном поле действует сила, зависящая от силы тока, индукции магнитного поля, длины проводника и положения проводника относительно силовых линий магнитного поля. Вектор это силы направлен \perp проводнику. Эта сила называется силой Ампера.



Если рассмотреть маленький участок проводника длиной dl , по которому течёт ток силой I , то в магнитном поле с индукцией \vec{B} на него будет действовать сила: $\vec{F}_A = I(d\vec{l} \times \vec{B})$ - закон Ампера.

Направление \vec{F}_A определяется по правилу левой руки.

2. Ток смещения. Закон полного тока.

Т.к магнитное поле - обязательный признак любого тока, Максвелл назвал переменное электрическое поле током смещения. Токи смещения появляются только в случае, если электрическое смещение \vec{D} переменно. $\vec{j}_{cm} = \frac{\delta \vec{D}}{\delta t} = \mathcal{E}_0 \frac{\delta \vec{E}}{\delta t}$

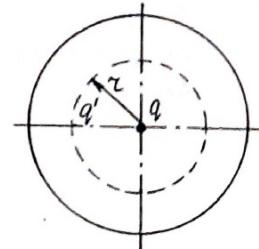
Закон полного тока для магнитного поля в веществе утверждает, что циркуляция \vec{H} вдоль произвольного замкнутого контура L равна алгебраической сумме макротоков сквозь контур. $\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I$ (И) $\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} \Rightarrow \text{rot } \vec{H} = \vec{j}$ (Д)

3. Задача ($p(r)$)

$$\vec{D} = \mathcal{E}_0 \vec{E} + \vec{P} \Rightarrow \vec{P} = \mathcal{E}_0 (\mathcal{E} - 1) \vec{E} = \mathcal{E}_0 \kappa \vec{E} = \frac{\kappa}{\mathcal{E}} \frac{q}{4\pi} \frac{\vec{r}}{R^3}$$

$$\vec{D} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{R^3} \vec{r} = \mathcal{E} \mathcal{E}_0 \vec{E}$$

$$\vec{P} = \frac{\mathcal{E}-1}{\mathcal{E}} \frac{q}{4\pi} \frac{\vec{r}}{R^3}$$



$$q' = -\oint_S \vec{P} \cdot d\vec{S} = -\frac{\mathcal{E}-1}{\mathcal{E}} \frac{q}{4\pi} \oint_S \frac{(\vec{r}, d\vec{S})}{R^3} = -p \oint_S dS = -\frac{\mathcal{E}-1}{\mathcal{E}} \frac{q}{4\pi} \frac{4\pi R^2}{R^2} = -\frac{\mathcal{E}-1}{\mathcal{E}_0} q$$

25. Билет 25

1. Работа электростатического поля при перемещении заряда. Циркуляции \vec{E} ...

Работа сил электростатического поля по перемещению заряда из одной точки поля в другую не зависит от формы и траектории, о определяется только положением начальной и конечной точек и величиной заряда. Эл. стат. поле точечного заряда является потенциальным, а электростатические силы - консервативными. $dA = Fdl = Fdl \cos \alpha$; $dA = \frac{kqq_0}{r^2} dr \Rightarrow A = \oint_L \vec{E} dl = 0$

Работа сил эл. стат. поля при перемещении заряда по любой замкнутой траектории равна нулю. $\oint_L (\vec{E}, d\vec{l}) = 0$ - циркуляция вектора напряженности равна нулю. $\text{rot } \vec{E} = 0$.

Теорема о циркуляции вектора \vec{E} подтверждает положения о конфигурации эл. стат. поля: силовые линии поля \vec{E} не могут быть замкнутыми, эти линии всегда начинаются на положительных зарядах, а заканчиваются на отрицательных (или уходят в бесконечность)

2. Энергия силы в магнитном поле. Магнитное давление.

Вычислим давление магнитного поля с помощью силы Лоренца. Объемная плотность силы $f(x) = \frac{1}{c} j(x) H(x)$, где $j(x)$ - плотность тока. Интегрируем по x и получаем давление. Плотность тока исключим, используя уравнение $\frac{\delta H}{\delta x} = \frac{4\pi}{c} j$. В результате имеем $p = -\frac{1}{c} \int dx H(x) \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{\delta H}{\delta x} = \frac{H^2}{8\pi}$

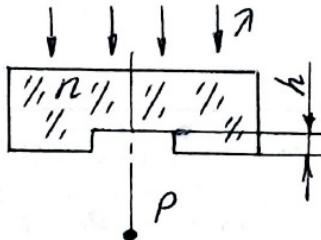
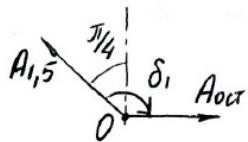
3. Задача (h_{max} , h_{min})

a) $I_p = I_{max}$ при

$$A_{1,5} \uparrow\uparrow A_{\text{oct}}$$

$$\sigma_1 = \frac{3\pi}{4} + 2\pi m$$

$$\sigma_1 = \frac{2\pi h(n-1)}{\lambda}$$



$$\frac{3\pi}{4} + 2\pi m = \frac{2\pi h(n-1)}{\lambda} \Rightarrow h = \frac{\lambda}{n-1(m+\frac{3}{8})}$$

b) $I_p = I_{min}$ при

$$A_{1,2} \uparrow\downarrow A_{\text{oct}}$$

$$\sigma_2 = \frac{7\pi}{4} + 2\pi m$$

$$\sigma_2 = \frac{2\pi h(n-1)}{\lambda}$$

$$\frac{7\pi}{4} + 2\pi m = \frac{2\pi h(n-1)}{\lambda} \Rightarrow h = \frac{\lambda}{n-1}(m + \frac{7}{8})$$

26. Билет 26

1. Контур с током в магнитном поле. Сила и мех момент..

Пусть контур с током помещён в магнитное поле, при чём он может вращаться вокруг вертикальной оси. Силы Ампера, действующие на стороны контура длиной l , \perp к ним и к магнитному полю и поэтому направлены вертикально: они лишь деформируют контур, стремясь растянуть его. Стороны, имеющие длину l , $\perp \vec{B}$ так что на каждую из них действует сила $F = BIl$. Эти силы стремятся повернуть контур таким образом, чтобы его плоскость стала ортогональной \vec{B}

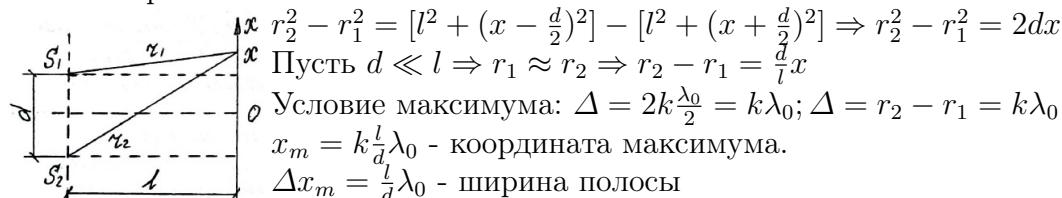
Магнитный момент контура $\vec{p}_m = I\vec{S} = IS\vec{n}$, S - площадь контура с током, \vec{n} - нормаль к плоскости рамки. Положительно направление \vec{n} определяется правилом правого винта. Установлено, что отношение максимального вращательного момента M_{max} , действующего на контур, к магнитному моменту контура p_m для произвольно выбранной точки есть величина постоянная, не зависящая от свойств контура. Эту величину называют магнитной индукцией: $\vec{B} = \frac{\vec{M}_{max}}{\vec{p}_m}$

Сила, действующая со стороны магнитного поля на весь контур, на основании закона Ампера равна: $\vec{F} = \oint_{\Gamma} [Id\vec{l} \times \vec{B}]$

2. Интерференция ЭМ волн. Расчёт картины. Ширина полосы.

Интерференция - явление, возникающее при наложении двух или более волн и состоящее в устойчивом во времени их взаимном усилении в одних точках пространства и ослаблении в других в зависимости от соотношения между фазами этих волн. Фаза волны - параметр, показывающий, какая часть периода прошла с момента последнего цикла колебаний. Интерференция волн связана со сложением в данной точке пространства когерентных гармонических колебаний, имеющих разные фазы. Разность фаз в большинстве случаев связана с разностью путей, пройденных волнами.

Расчёт картины

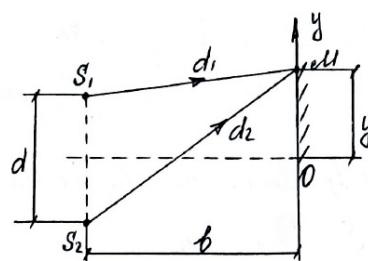


Шириной интерференционной полосы называется расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) интенсивности. $x_m = \frac{m\lambda l}{d}$ - координата m -ой полосы

3. Задача ($\lambda - ?$)

$$\Delta = d_2 - d_1$$

$$\begin{aligned} d_1^2 &= b^2 + (y - \frac{d}{2})^2 \\ d_2^2 &= b^2 + (y + \frac{d}{2})^2 \\ y \ll b &\Rightarrow d_2 + d_1 \approx b \\ \Delta &= \frac{d_2^2 - d_1^2}{d_2 + d_1} \approx \frac{(y + \frac{d}{2})^2 - (y - \frac{d}{2})^2}{2b} = \dots = \frac{yd}{b} \end{aligned}$$



Условие интерференционного минимума: $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$

Тогда ширина полосы: $\Delta y = y_{k+1} - y_k = \frac{(2(k+1)+1)\lambda b}{2d} - \frac{(2k+1)\lambda b}{2d} = \frac{\lambda b}{d} \Rightarrow \lambda = \frac{\Delta y d}{b}$

27. Билет 27

1. Законы Ома и Джоуля-Ленца в И и Д формах

Закон Ома: сила тока, протекающая по проводнику (в следствие сторонних сил), пропорциональна разности потенциалов на его концах, т.е напряжению на проводнике: $I = \frac{U}{R}$ (И).

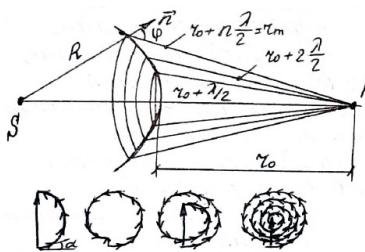
Плотность тока \vec{j} через сечение dS : $I = jdS$. Напряжение на цилиндрическом элементе: $U = Edl$, его сопротивление: $R = \rho \frac{dl}{dS}$. Итак $jdS = \frac{Edl}{\rho dS} dS \Rightarrow \vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E}$ (Д)

В случае когда проводник с током неподвижен в пространстве, работа тока равна: $A = UIt$; $It = q$. Работа затрачивается на увеличение внутренней энергии проводника, в результате чего он нагревается $Q = UIt$; $U = IR \Rightarrow$ интегральная форма закона

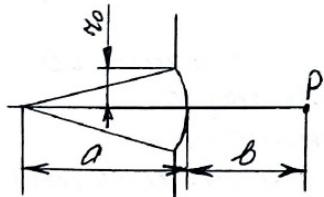
Джоуля-Ленца: $Q = RI^2t$, если $I \neq const$, то $Q = \int_0^{t_0} RI^2 dt$. (И) Плотность тепловой мощи

$w = \frac{Q}{V_t} = \frac{Q}{Sl}$, где S - попер. сечение проводника, l - его длина. Получим $w = \frac{I^2 R}{Sl} = \frac{I^2 \sigma}{S^2}$, $I/S = \vec{j}$, $\sigma = 1/\rho$. Тогда $w = \frac{1}{\rho} j^2$ С учетом закона Ома в диф. форме $\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \vec{E}$ кончательно получаем $w = \sigma E^2$ (Д)

2. Метод зон Френеля. Спирали Френеля. Дифракция Френеля.



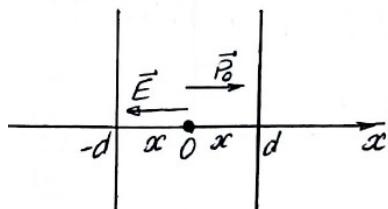
Если волновая поверхность обладает простой симметрией, то амплитуда результирующего поля может быть найдена методом зон Френеля, суть которого заключается в том, что волновая поверхность разбивается на зоны так, чтобы разности хода волн, проходящих в точку наблюдения от краёв соседних зон, была равна $\frac{\lambda}{2}$. Разобъём мысленно волновую поверхность на очень узкие кольцевые зоны с амплитудами dA , которые с увеличением r будут убывать по модулю и отставать по фазе от колебаний, создаваемых предыдущей зоной. Изобразив отставание по фазе поворотом каждого вектора dA против часовой стрелки на соответствующий угол, получаем цепочку векторов, векторная сумма которых и есть результирующая амплитуда колебаний в точке наблюдения. Цепочка по мере увеличения числа узких кольцевых зон 'закручивается' в спираль, и в результате амплитуда от действия всех зон должна равняться A_∞



При радиусе отверстия $r_0 \leq$ расстояния a до источника и b до экрана, можно считать, что $a \approx$ равно расстоянию от источника до препятствия, а b - расстояние до точки p . Радиус m -ой зоны Френеля: $r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda \Rightarrow m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$

3. Задача (\vec{E}, U)

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{E} &= -\frac{\vec{P}_0}{\epsilon_0} \\ \Phi &= 4\pi r^2 Er = 0 \\ \vec{E} &= -\frac{\vec{P}_0}{\epsilon_0} = \frac{\vec{P}_0}{\epsilon_0} \left(\frac{x^2}{d^2} - 1 \right)\end{aligned}$$



$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{r}$$

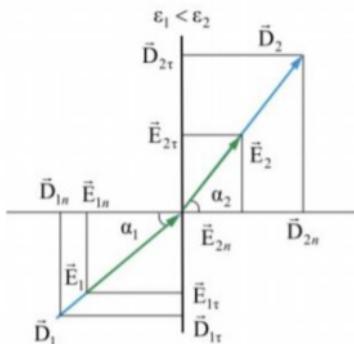
$$\varphi(d) - \varphi(-d) = - \int_{-d}^d \frac{\vec{P}_0}{\epsilon_0} \left(\frac{x^2}{d^2} - 1 \right) dx = - \frac{\vec{P}_0}{\epsilon_0} \left(\frac{x^3}{3d^2} - x \right) \Big|_{-d}^d = - \frac{\vec{P}_0}{\epsilon_0} \left(\frac{d}{3} + \frac{d}{3} - d - d \right)$$

$$U = \frac{4d\vec{P}_0}{e\epsilon_0}$$

28. Билет 28

1. Электростатическое поле на границе раздела двух диэлектриков

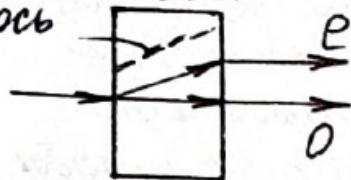
Два бесконечно протяжённых диэлектрика с ϵ_1 и ϵ_2 , имеющих общую границу раздела, пронизывает электростатическое поле \vec{E}_0 . $\epsilon_2 > \epsilon_1$; $\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$ и $E_{1x} = E_{2x}$. Образовавшиеся поверхностные заряды изменяют только нормальную составляющую \vec{E} , а тангенциальная $\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{E_{2x}E_{1n}}{E_{2n}E_{1x}} = \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$ остаётся постоянной (направление меняется). Это закон преломления вектора напряжённости. Рассмотрим изменение $\vec{D} = \epsilon_0\epsilon\vec{E}$ и его проекций.



$D_{1n} = \epsilon_1\epsilon_0 E_{1n}$; $D_{2n} = \epsilon_2\epsilon_0 E_{2n}$; $\frac{D_{1n}}{D_{2n}} = 1$ - нормальная составляющая не меняется, в то время как $\frac{D_{1x}}{D_{2x}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$. При переходе из одно диэлектрической среды в другую вектор \vec{D} преломляется на тот же угол, что и \vec{E} . Входя в диэлектрик с большей диэлектрической проницаемостью, линии \vec{D} и \vec{E} отдаляются от нормали.

2. Поляризация при двойном лучепреломлении. Поляроиды, волны...

оптическая ось



Некоторые прозрачные кристаллы обладают свойством двойного лучепреломления: при попадании света на кристалл луч раздваивается. Для одного из лучей выполняются обычные законы преломления, и поэтому этот луч называют обыкновенным(о), для другого — эти законы не выполняются и луч называют необыкновенным(е).

Направления, вдоль которых двойного лучепреломления нет и оба луча, обыкновенный и необыкновенный, распространяются с одной скоростью, называют оптическими осями кристалла. Если такое направление одно, то кристаллы называют одноосными. Плоскость, проходящая через оптическую ось и падающий луч, называется главной плоскостью кристалла. Колебания обыкновенного луча перпендикулярны главной плоскости, а необыкновенного — лежат в главной плоскости кристалла, т. е. эти лучи поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Двойное лучепреломление обусловлено особенностями распространения электромагнитных волн в анизотропных средах: амплитуды вынужденных колебаний электронов зависят от направлений этих колебаний

Поляризационные призмы - призмы, дающие только один плоскополяризованный луч.

Поляроид - светофильтр. Один из основных типов оптических линейных поляризаторов. Представляет собой тонкую поляризационную плёнку, заклеенную для защиты от механических повреждений и действия влаги между двумя прозрачными пластинками (плёнками).

3. Задача ($h-?$)

$$\Delta = h(n - 1)$$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$$

$$h = \frac{\varphi_{min}\lambda}{2\pi(n-1)}$$



$$\phi_{min} = \frac{\pi}{2} + 2\pi k$$

$$h = \frac{(\frac{1}{2}+2k)\lambda}{2(n-1)} = \frac{(\frac{1}{4}+k)\lambda}{n-1}$$

$$h_{min} = \frac{\lambda}{4(n-1)}$$

29. Билет 29

1. Электрический заряд и его свойства. Закон Кулона. ... Силовые линии.

Электрический заряд - скалярная физическая величина, которая количественно характеризует свойство тела создавать в окружающем пространстве электромагнитное поле
Свойства:

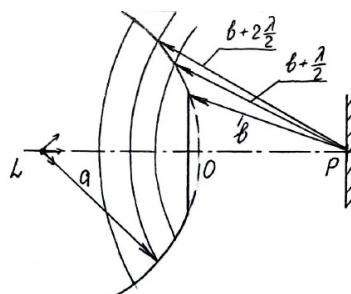
- 1) Существует в двух видах: положительный и отрицательный.
- 2) Одноимённый отталкиваются, разноимённые притягиваются
- 3) Инвариантен (величина не зависит от системы отсчёта)
- 4) Дискретен (целое)
- 5) Аддитивен (заряд системы тел равен сумме зарядов тел)

Сила взаимодействия между двумя неподвижными точечными зарядами, находящимися в вакууме, прямо пропорционально произведению модулей зарядов, обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. $F_k = k \frac{|q_1||q_2|}{r^2}$ - Закон Кулона.

Для качественного определения эл. поля вводится силовая характеристика: напряжённость $\vec{E} = \frac{1}{q} \vec{F}$. Напряжённостью называют векторную физ. величину, равную отношению силы с которой поле действует на положительный пробный заряд, помещённый в данную точку пространства, к величине этого заряда: $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2} \left[\frac{B}{M} \right]$

Силовые линии - линии, касательные к которым в каждой точке поля, параллельны направления напряжённости в этой точке. Силовые линии всегда начинаются на положительном заряде и оканчиваются на отрицательном.

2. Дифракция Френеля от кругового диска. Пятно Пуассона.



Рассмотрим схему опыта, в котором на пути световой волны расположен непрозрачный круглый диск, радиус которого соизмерим с радиусом первых зон Френеля. Зоны Френеля будем строить по прежнему принципу - расстояния от границ двух соседних зон до точки наблюдения отличаются на половину длины волны. Амплитуда в точке наблюдения: $A_p \approx \frac{A_1}{2}$. Следовательно в точке наблюдения - в центре геометрической тени всегда будет светлое пятно - *max* интенсивности. Это пятно называется пятном Пуассона.

3. Задача $E(r)$

$$\text{Внутри шара: } q = \int_V \rho dV = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr = \int_0^r 4\pi r^2 \rho_0 (1 - \frac{r}{R}) dr$$

$$\text{T. Гаусса: } \oint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \frac{q}{\epsilon_0}$$

$$E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^r 4\pi r^2 \rho_0 (1 - \frac{r}{R}) dr = \frac{4\pi \rho_0}{\epsilon_0} \left(\frac{1}{3} r^3 - \frac{r^4}{4R} \right)$$

$$E(r) = \frac{\rho_0}{\epsilon_0} \left(r - \frac{3r^2}{4R} \right)$$

$$\text{Аналогично вне шара: } E(r) = \frac{\rho_0}{\epsilon_0 r^2} \left(\frac{R^3}{3} - \frac{R}{4R} \right) \Rightarrow E(r) = \frac{\rho_0 R^3}{12\epsilon_0 r^2}$$

30. Билет 30

1. Поток вектора магнитной индукции. Т Гаусса для магнитного поля.

Потоком вектора магнитной индукции через произвольную поверхность называется скалярная физ. величина, характеризующая интенсивность поля в данном месте пространства и численно равная произведению площади этой поверхности на проекцию вектора магнитной индукции на нормаль к этой поверхности. $d\Phi_{\vec{B}} = \vec{B}d\vec{S} = \vec{B}\vec{n}dS = BndS = Bds \cos(\vec{B}, \vec{n})$

Т. Гаусса: поток \vec{B} через замкнутую поверхность должен быть равен нулю $\Phi_{\vec{B}} = \oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0$ (И) $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ (Д)

2. Дифракционная решётка. Основное уравнение. Спектральные харак.

Дифракционная решётка представляет собой прозрачную пластинку, с нанесённой на ней системой параллельных непрозрачных полос, расположенных на одинаковых расстояниях друг от друга.

Основное уравнение: $d \sin \alpha = m\lambda$

Условие главных максимумов: $d \sin \alpha = \pm m\lambda$

Условие дополнительных минимумов: $d \sin \alpha = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}$

Характеристики:

$\frac{m}{d \cos \varphi} = D = \frac{d\phi}{d\lambda}$ - угловая дисперсия характеризует степень растянутости спектра в области вблизи данной длины волны. $R = mN$ - разрешающая способность при заданном числе щелей увеличивается при переходе к спектрам высших порядков.

3. Задача, д-?

$$\Delta = 2dn + \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta = 2m\frac{\lambda}{2}$$

d_{min} при $m = 1$

$$2dn + \frac{\lambda}{2} = \lambda \Rightarrow d = \frac{\lambda}{4n}$$

31. Доп. вопросы

1. Небо голубое, солнце красное.

Голубые лучи видимой части спектра сильнее всего рассеиваются нашей атмосферой (голубой и фиолетовый, но фиолетовых меньше)

Атмосфера Земли рассеивает солнечный свет, удаляя более короткие длины волн света - синий и фиолетовый. Как только вы удалите эти цвета из спектра света, исходящие от Солнца, оно выглядит желтым.

2. Система уравнений Максвелла.

- 1) **Закон фарадея (Э/М индукции)** $\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\delta \vec{B}}{\delta t}$ (Д) $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$ (И)
- 2) **Т. Гаусса для магнитного поля** $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ (Д) $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$ (И)
- 3) **Т. о циркуляции в-ра напряж. магнит. поля** $\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\delta \vec{D}}{\delta t}$ (Д) $\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\delta \vec{D}}{\delta t}) d\vec{S}$
- 4) **Т. Гаусса для эл. поля** $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$ (Д) $\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV$ (И)

Уравнение 1: Переменное эл. поле порождает переменное магнитное поле.

Уравнение 2: Отсутствие изолированных магнитных зарядов.

Уравнение 3: Ток проводимости + ток смещения. (в роторах - плотности).

Уравнение 4: Поток вектора D сквозь замкнутую поверхность = сумме свободных зарядов, заключенных внутри этой поверхности.

Материальные уравнения Максвелла

Система уравнений Максвелла:

1. Согласуется с уравнениями движения заряженной частицы под действием полной силы Лоренца
2. Не учитывает квантовые эффекты.

Для расчета полей в среде система уравнений Максвелла дополняется уравнениями, характ. электрические и магнитные свойства среды - материальные уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \mathcal{E} \mathcal{E}_0 \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \mu_0 \vec{H} \\ \vec{j} &= \sigma (\vec{E}_{\text{кул}} + \vec{E}_{\text{ст}})\end{aligned}$$

Связь между векторами \vec{D} и \vec{E} , \vec{B} и \vec{H} нелинейная.

Максвелл из инт. формы в диф.

$\oint_L (\vec{H}, d\vec{l}) = \int_S ((\vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}), d\vec{S})$. В соответствии с теоремой Стокса: $\oint_L (\vec{H}, d\vec{l}) = \int_S (\operatorname{rot} \vec{H}, d\vec{S})$

В итоге можно записать: $\int_S (\operatorname{rot} \vec{H}, d\vec{S}) = \int_S ((\vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}), d\vec{S})$

Из сравнения подынтегральных выражений получим окончательно: $\operatorname{rot} \vec{H} = (\vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt})$

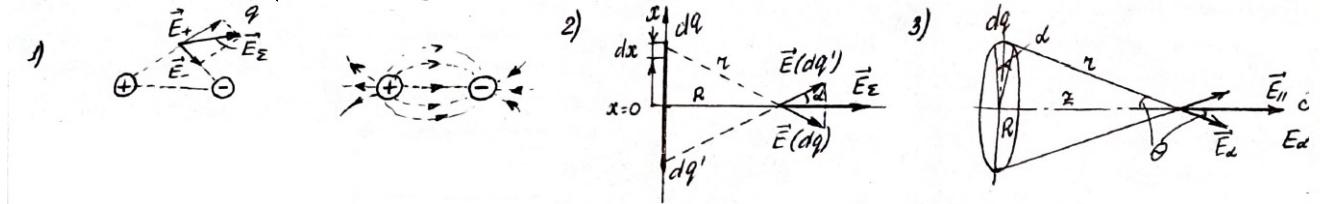
2. Волновое уравнение.

Волновое уравнение для Э/М поля следует из уравнений Максвелла

$$\nabla^2 \vec{E} = \mathcal{E}_0 \mu_0 \frac{\delta^2 \vec{E}}{\delta t^2}$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mathcal{E}_0 \mu_0 \frac{\delta^2 \vec{H}}{\delta t^2}$$

3. Электрические поля, нити, кольца.



Принцип суперпозиции - напряжённость поля системы точечных неподвижных зарядов равна векторной сумме напряжённостей полей, создаваемых каждым зарядом системы по отдельности: $\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i$

2) Пусть $\lambda > 0$ - линейная плотность заряда $q = \lambda l$

Выделяем малый участок нити dx : $dq = \lambda dx$ - рассматриваем его как точечный заряд. Симметрично dq' . $\vec{E} = \vec{E}_{dq} + \vec{E}_{dq'}$

$$E = \sum_{dq} E_{dq} \cdot \cos \alpha, E_{dq} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2}, \cos \alpha = \frac{R}{r}, r = \sqrt{R^2 + x^2}$$

$$E = \int_{\text{нить}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{dq}{r} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dx}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \Rightarrow E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 R}$$

3) Разобьём кольцо на большое количество участков, опирающихся на центральный угол $\alpha = \frac{2\pi}{N}$, длина участка $l = \frac{2\pi R}{N}$, заряд участка $q = \frac{Q}{N}$, $E_\alpha = k \frac{q}{r^2}$, $r = \sqrt{R^2 + Z^2}$

$$E = \sum E_\alpha \cdot \cos \theta, \cos \theta = \frac{Z}{r} = \frac{Z}{\sqrt{R^2 + Z^2}} \Rightarrow E = Nk \frac{q}{r^2} \frac{Z}{r} = Nk \frac{\frac{Q}{N} Z}{(R^2 + Z^2)^{\frac{3}{2}}} = k \frac{QZ}{(R^2 + Z^2)^{\frac{3}{2}}}$$

4. Теорема Пойнтинга.

$$\frac{\partial W_{\text{эл-м}}}{\partial t} = P - Q - \oint_S \vec{S} ds$$

$$P = \int_V \vec{j} \cdot \vec{E}_{\text{стор}} \cdot dV \quad \text{мощность батареики}$$

$$Q = \int_V \frac{1}{\lambda} \cdot j^2 \cdot dV \quad \text{мощность Джоулевых потерь}$$

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}]$$

$$\frac{\partial w_{\text{эл-м}}}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{S} - \vec{j} \cdot \vec{E} + \vec{j} \cdot \vec{E}_{\text{стор}}$$

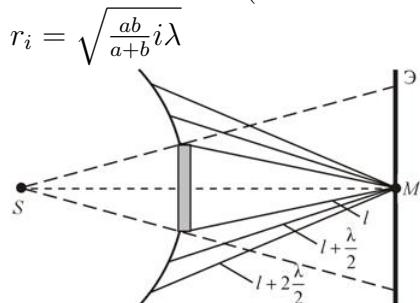
5. Угол Брюстера.

Закон Брюстера: при падении естественного света на границу двух прозрачных диэлектриков под углом Брюстера $\tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1}$ отражённая волна будет линейно поляризована.



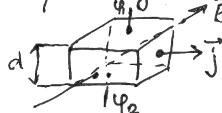
6. Кольца Френеля

Дифракция Френеля - диф. в сходящихся лучах, когда на препятствие падает плоская или сферическая волна, и диф. картина наблюдается на экране, находящимся на конечном расстоянии от него. (S и P близки к препятствию)



7. Эффект Холла.

Если Me пластинку по ком. протек-т $I = \text{const}$
поместить \perp к ней МП, то между // I возникнет разница потенциалов



$$U_H = \varphi_1 - \varphi_2$$

$$\underline{U_H = R_H d j B}$$

R_H - коэф. проводимости для
разных Me
(постоянная Холла) $\left[\frac{M^3}{A} \right]$

Эффект Холла можно объяснить с помощью

теории свободных e^-

$$\vec{F}_n = -|e| [\vec{v} \times \vec{B}]$$

$$F_n = |e| v B$$

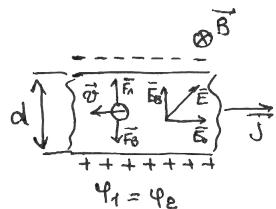
$$F_B = -|e| E_B$$

$$\underline{F_B = |e| E_B}$$

$$U_H = dE_B = dVB =$$

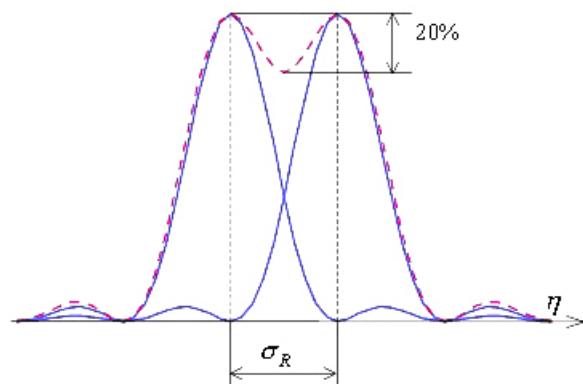
$$= \left[j = \frac{|e| n v}{|e| n} \right] = \frac{1}{|e| n} dj B$$

$$\underline{R_H = \frac{1}{|e| n}}$$



8. Закон Рэлея

(минимум одной совпадает с максимумом второй)



$$I_{\text{acc}} \sim w^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}$$