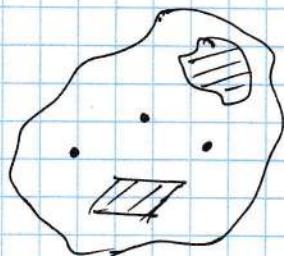


✓ Электростатика  
Электрический заряд. Заряд  
кулонов

В природе всегда выполняется закон сохр. эл. зар.: ( $\sim$  в замкнутой системе всегда выполняется закон сохр. эл. зарядов.)



$$Q_{\Sigma} = \text{const}$$

1785г.? 1795г.? - з-е кулонов  $\sim$  количественно определяет силу взаим. действ. между зарядами

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{r}$$

$|F_{12}| \sim |q_1 q_2|$   
 (первое действие на второй)  
 $|F_{12}| \sim \frac{1}{r^{2+\delta}}$ , где  $\delta \sim 10^{-17}$

$$k = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \text{ SI} \\ 1, \text{ CGSE} \end{cases}$$

$\epsilon_0$  - электрическая постоянная  
 $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}$   
 $k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{К}^2}$

Закон суперпозиции для зарядов первого сферического заряда, получ. зар. / для неподвижных зарядов или заряда с  $V > 0$  с (в-ю его)

✓ Электрическое поле  
неподвижного эл-го поля.

Эл. поле - это область проявления, в которой все эл. заряды действуют на него величино эл-го заряда

- заряд, который создает поле

$$q' > 0 \text{ (без него)}$$

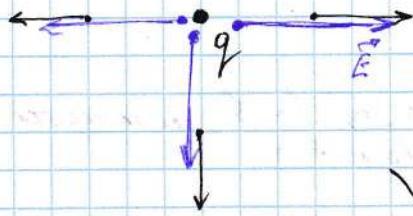
$$\vec{F} = \frac{\vec{F}}{q'} \quad q' \neq q$$

- опр. напряженности эл. поля  
 (суперпозиция зарядов, но не  $\vec{F}$ )

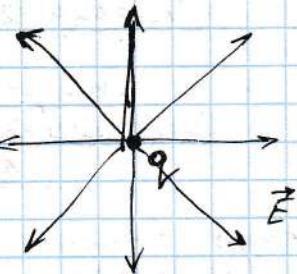
✓ Напряженность поля  
одиничного заряда  
 (о.з.)

$$\vec{E} = \frac{k q}{r^3} \vec{r}$$

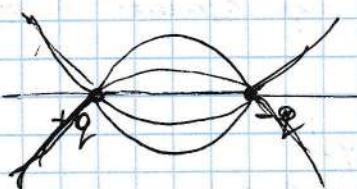
Основное понятие - потенциал, характеризующий в каждой точке напряженность пол. зар., так как  $\vec{E} \rightarrow$  концепт (узл. напр.  $E$ )



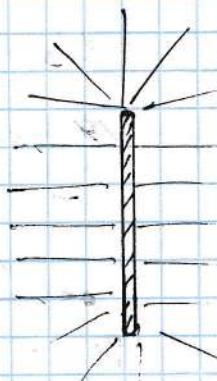
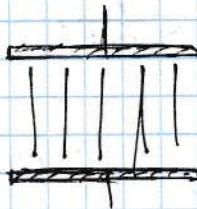
$q > 0$ :



$E_{\text{ext}} \quad q < 0$ :



Конденсатор:



Воспроизведение полей заряженного  
поверхности заряда.  
При этом суперпозиция

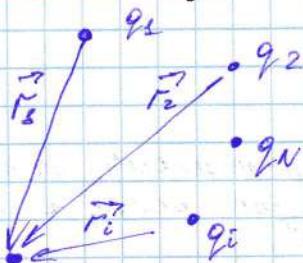
$$\vec{a} \sim \sum_{i=1}^N \vec{F}_i = \vec{F}_r$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_{\text{пер}}}{q} = \frac{\sum_i \vec{F}_i}{q'} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_i + \vec{E}_N$$

$$\vec{E}_i = \frac{\vec{F}_i}{q'}$$

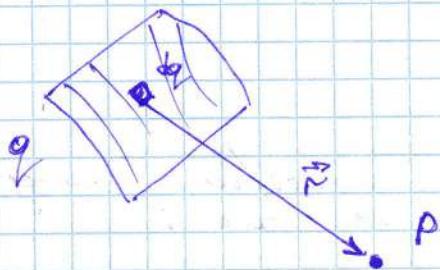
$$\rightarrow \left\{ \vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i \right\} \sim \text{получен суперпозицией (нейтривалентное равенство, заряды)}$$

① Сила  $\sigma$ .



$$\vec{F} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i = \sum_{i=1}^N \frac{k q_i}{r_i^3} \vec{r}_i$$

② Заряженная поверхность



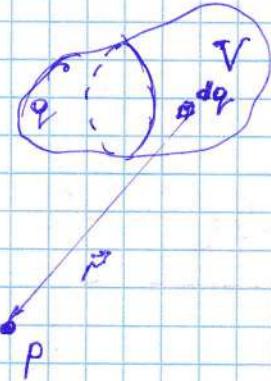
$$\vec{E} = \frac{k \sigma}{r^3} \vec{r}$$

$$\vec{E} = \int \frac{k \sigma}{r^3} \vec{r} = \int \frac{\rho k Q dS}{r^3} \vec{r}$$

Поверхностная плотность заряда:

$$dQ = \sigma \cdot dS$$

③ Заряд. объемное ген



$$\vec{E} = \frac{\kappa_0 q}{r^3} \vec{r}$$

Объемный метод заряда:  $dq = \rho dV$

$$\vec{E} = \int_V \frac{\kappa_0 \rho dV}{r^3} \vec{r}$$

Вычисление поля  
электрического диполя.

Э.диполе - это система двух т.з. с одинаковых но разным и противоположных по знаку.

Вектор. об  $\vec{e} = e^- \vec{e} + e^+ \vec{e}$  -  $\vec{e}$ -вектор диполя  
 $\vec{p} = q \vec{e}$  - дипольный момент (генератор).

$$r_p \gg l \quad q_+ \equiv q, q_- \equiv -q$$

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- = \frac{\kappa_0 q_+}{r_+^3} \vec{r}_+ - \frac{\kappa_0 q_-}{r_-^3} \vec{r}_- = \kappa_0 q \left( \frac{\vec{r}_+}{r_+^3} - \frac{\vec{r}_-}{r_-^3} \right)$$

$$\vec{r}_\pm = -\frac{\vec{e}}{2} + \vec{r}_p$$

$$\vec{r}_\pm = \frac{\vec{e}}{2} + \vec{r}_p$$

$$|\vec{r}_\pm| = \sqrt{(\vec{r}_p \mp \frac{\vec{e}}{2})^2} =$$

$$|\vec{r}_\pm| = \sqrt{(\vec{r}_p \mp \frac{\vec{e}}{2})^2} = \sqrt{r_p^2 + \frac{e^2}{4} \mp (\vec{e}, \vec{r}_p)} \approx \sqrt{r_p^2 + (\vec{e}, \vec{r}_p)} \quad \text{-пренебрежим } (r_p \gg l)$$

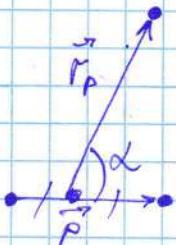
$$r_\pm^{-3} \approx (r_p^2 \mp (\vec{e}, \vec{r}_p))^{-\frac{3}{2}} = \frac{1}{r_p^3} \left( 1 \mp \frac{(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \approx \frac{1}{r_p^3} \left( 1 \pm \frac{3}{2} \frac{(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} \right)$$

$$(l+x)^\alpha \approx l + n x + \dots$$

$$\vec{E} = \frac{\kappa_0 q}{r_p^3} \left( \left( -\frac{\vec{e}}{2} + \vec{r}_p \right) \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} \right) - \left( \frac{\vec{e}}{2} + \vec{r}_p \right) \left( 1 - \frac{3}{2} \frac{(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} \right) \right) =$$

$$= \frac{\kappa_0 q}{r_p^3} \left( -\frac{\vec{e}}{2} + \vec{r}_p - \frac{3}{4} \frac{\vec{e}(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} + \frac{3}{2} \frac{\vec{r}_p(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} - \frac{\vec{e}}{2} - \vec{r}_p + \frac{3}{4} \frac{\vec{e}(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} + \frac{3}{2} \frac{\vec{r}_p(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} \right)$$

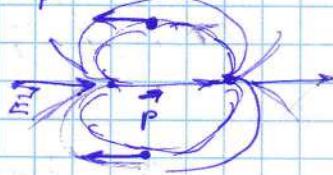
$$= \frac{\kappa_0 q}{r_p^3} \left( -\vec{e} + \frac{3\vec{r}_p(\vec{e}, \vec{r}_p)}{r_p^2} \right) = \frac{\kappa_0}{r_p^3} \left( \frac{3\vec{r}_p(\vec{p}, \vec{r}_p)}{r_p^2} - \vec{p} \right)$$



$$(\vec{p}, \vec{r}_p) = p \cdot r_p \cdot \cos \alpha$$

$$1) \alpha = 0: \vec{E}(\alpha=0) = \frac{\kappa_0}{r_p^3} \left( \underbrace{\frac{3\vec{r}_p \cdot \vec{p}}{r_p^2} - \vec{p}}_{3\vec{p} - \vec{p}} \right) = \frac{\omega \kappa_0 \vec{p}}{r_p^3} \sim \frac{1}{r^3} !$$

$$2) \alpha = \frac{\pi}{2}: \vec{E}(\alpha=\frac{\pi}{2}) = -\frac{\kappa_0 \vec{p}}{r_p^3} \sim \frac{1}{r^3} !$$



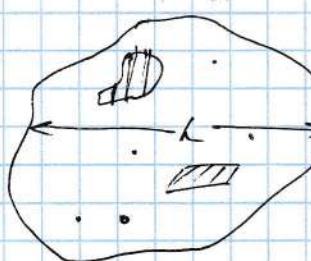
0.09.21.

Гомогенное заряд  $\rightarrow E \propto r^{-2}$ 

Диполь

 $\rightarrow E \propto r^{-3}$ 

(r &gt;&gt; l)



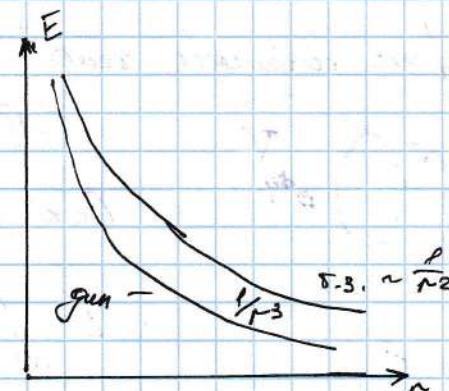
1) Если  $q_{\Sigma} \neq 0$ ,  
но  $r \gg l \rightarrow E \propto r^{-2}$   
2)  $q_{\Sigma} = 0$

$p_{\Sigma} \neq 0$   $\rightarrow E \propto r^{-3}$   
(гом. момент)

3)  $p_{\Sigma} = 0 \rightarrow E \propto r^{-4}$  (квадруполь)

$$\vec{p}_1$$

$$\vec{p}_2$$



✓ Основное уравнение  
электроостатического поля в  
вакууме.

Поток векторного поля ~

$\vec{A}(r, t)$  - вект. поле

$\downarrow$   
 $\vec{A}(r)$  - составля



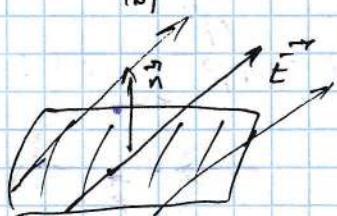
Тут есть поверх-ть, дает площадь, чтобы  
посчитать векторное поле  $\vec{A}$  и провести к нему перпендикульно  
тогда электростатический поток не получит:

$$\Phi = (\vec{A}, \vec{n}) \cdot dS = A_n dS = A \cdot \cos(\vec{A}, \vec{n}) dS$$

$$\Rightarrow \Phi = \iint_S A_n dS$$

✓ Поток вектора  $\vec{E}$ .  
Заряда Остроградского-Лаген. (ОГ)

$$\Phi_E = \iint_S E_n dS$$



о-заряжен. поверхн.

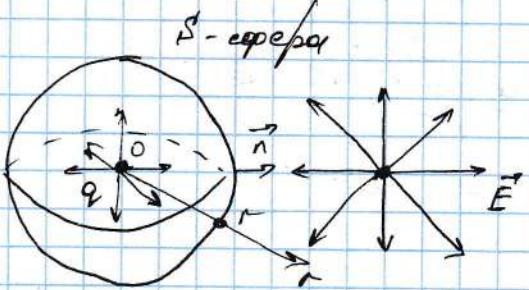
Если члены  $\vec{E}$  зависят от времени  $\sim E$ , то числового  
результата  $|E|$ , тогда физ. смысл потока - число  
линий  $E$  через  $S$

i.e.,  $\Phi = \text{число линий } E \text{ через } S$

$$\Phi_E = \iint_S E_n dS =$$

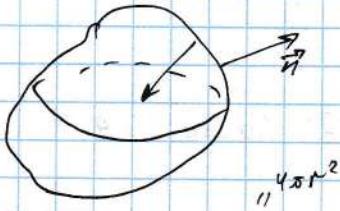
До сороканого есть - барбен концептуального моряка

① Т.з. в центре заряда.

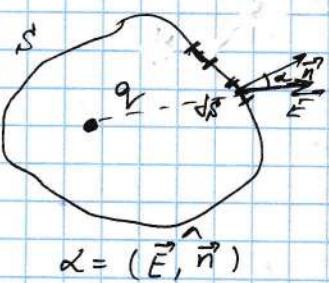


$$E_n = E = \frac{kq}{r^2}$$

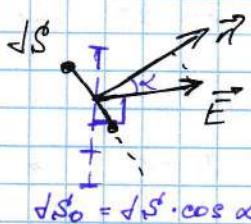
$$\rightarrow \oint_E = \oint_S \frac{kq}{(r^2)} dS = \frac{kq}{r^2} \oint_S dS = \frac{kq}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = k \cdot 4\pi q$$



② Т.з. в произв. точке.



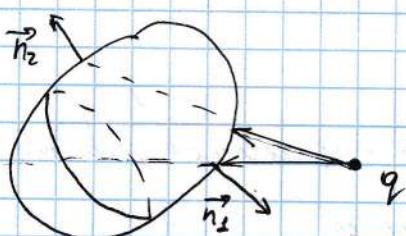
$$\oint_E = \oint_S E_n dS = \oint_S E \cos \alpha dS = \oint_S E dS_0 = \oint_S \frac{kq}{r^2} \cdot r^2 dS_0 = kq \oint_S dS_0 = 4\pi kq$$



$$dS_0 = dS \cdot \cos \alpha$$

$$dS_0 = r^2 dS \quad (\text{dS} - \text{элементарный элемент поверхности, под которым видна площадь } dS)$$

③ Т.з. вне произвольной поверхности.



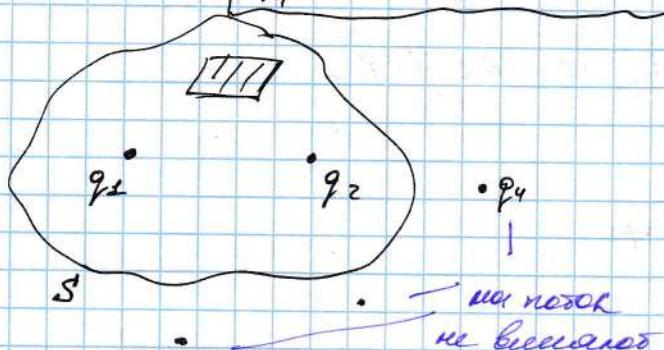
$$E_n < 0 \quad (\vec{n}_1) \quad \text{и} \quad E_n > 0 \quad (\vec{n}_2)$$

$$\Rightarrow \oint_E = 0 \quad (\text{потому что заряд не заряжает, а выхрят, не заряживающий.})$$

Если / выйти - считать т.з., то засо - считать зарядом

$$\left\{ \oint_S E_n dS = \oint_S (E, \vec{n}) dS = k \cdot 4\pi Q_{int} \right\} - \text{зарядом OT}$$

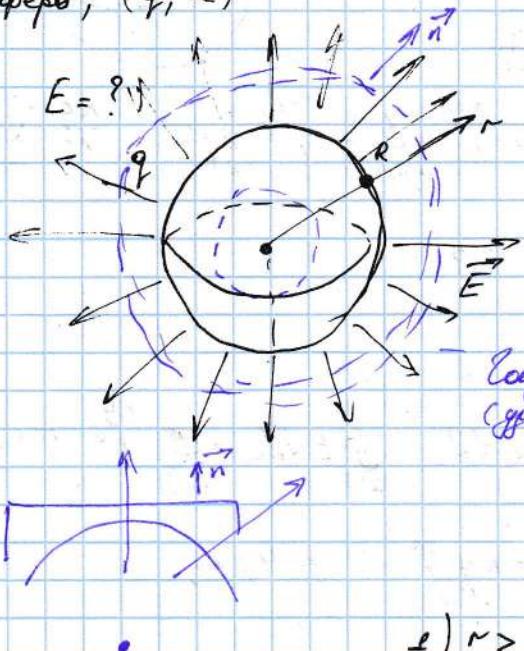
internal - заряд  
(зарядом отв. заряд.)



но позади  
не вспоминаю

✓ Примеры, применение геометрии  
ОсторожногоГ - Гаусса.

③ Сфера, ( $q, R$ )



$$\oint_E = \iint_S \underbrace{E \cos(\vec{E}, \vec{n})}_{(S)} dS = \iint_S E dS =$$

$$= E \iint_S dS = E \cdot 4\pi r^2$$

Гауссова поверхность  
(помимо  $\vec{E}$  есть еще  $\vec{q}$ ) ( $r$ )

$$\Rightarrow \vec{E} \parallel \vec{n} \Rightarrow E_n = E$$

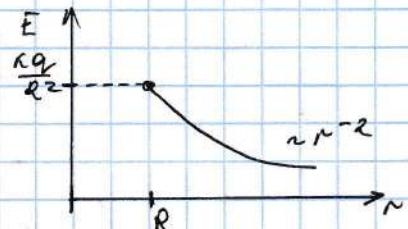
$$2) E = \text{const} \text{ на } (r)$$

$$1) r > R ; Q_{\text{int}} = q$$

$$E \cdot 4\pi r^2 = \kappa q \rightarrow E = \frac{\kappa q}{r^2}$$

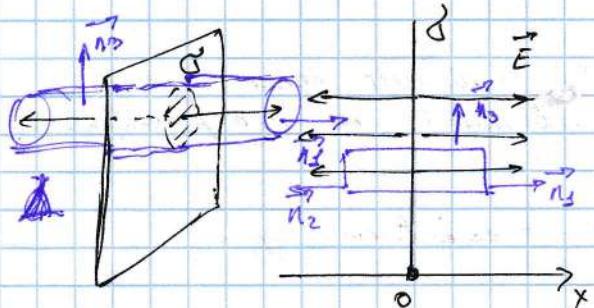
$$2) r < R ; Q_{\text{int}} = 0$$

$$E \cdot 4\pi r^2 = 0 \rightarrow E = 0$$



② Плоскость (бесконечная плоскость)  $E = ?$

$\vec{n}$  - поверхн. нормаль за пред



Гауссова поверхность - плоскость, обр. нормаль.

$$(\vec{E}, \vec{n}_1) = E = \text{const}$$

$$(\vec{E}, \vec{n}_2) = E = \text{const}$$

$$(\vec{E}, \vec{n}_3) = 0$$

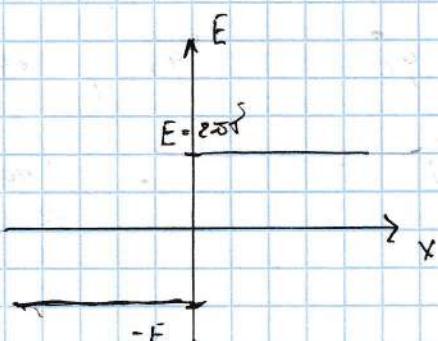
$$\oint_E = \iint_S E_n dS = \iint_{S_1} E_{n_1} dS + \iint_{S_2} E_{n_2} dS + \iint_{S_3} E_{n_3} dS =$$

$$= 2 \iint_{S_1} E_{n_1} dS = 2E \iint_S dS = 2E S_{\text{плоск}}$$

$$Q_{\text{int}} = \sigma \cdot S_{\text{плоск}}$$

$$\Rightarrow 2E S_{\text{плоск}} = \kappa \cdot 4\pi \sigma S_{\text{плоск}}$$

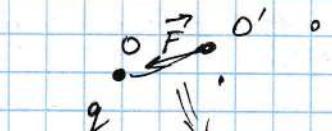
$$E = \frac{\kappa \sigma}{2}$$



# Деформация Чижу.

~ «Любое равновесящее напряжение подчиняется законам зарядов неэлектрической, суть то заряды действуют только на находящиеся с ними».

## г. О - находящееся равновесие



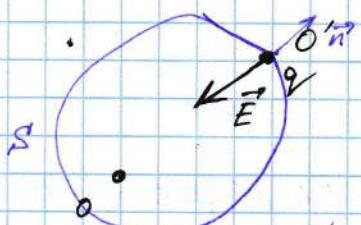
Если рабоч. удаление, то  $\vec{F}$  стремится уменьшить его удаление в  $O$ .

$$\vec{F} = q \vec{E}$$

$$\Phi_E = 0 \quad (\text{без } S)$$

$\Phi_E < 0$  для удал. равновесия

Гравитация



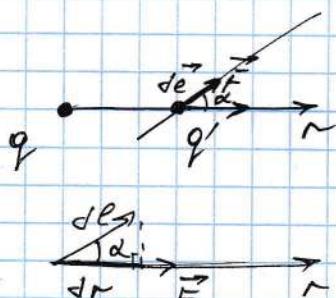
Свойства поверхности

## ✓ Консервативное (поглощающее) поле. Электростатического поля.

Кулоновское поле - центральное поле  $\rightarrow \vec{F} \parallel \vec{r}$

центрально-симметрическое  $\rightarrow \vec{F}(r) = F(r) \cdot \frac{\vec{r}}{r}$

Все центрально-симметрические поля - консервативные (работа таких сил не зависит от траектории, зависит только от начального и конечного положения).



$$\Delta A = (\vec{F} \cdot d\vec{r}) = \underbrace{F \cos \alpha dr}_{F_r} = F_r dr = (\vec{F}, \vec{r})$$

Консервативное поле  $\rightarrow \Delta A = 0$   
(поглощающее)

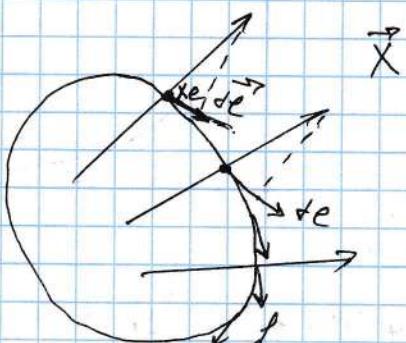
10.09.23.

## ✓ Чиркуляция (белорого) поля

$\vec{X}(r)$  - производное белорого поля.

$$\Gamma = \oint X_e dl = \oint \vec{X} \cdot d\vec{l}$$

закон. контур  $L$



✓ Георгиев о циркуляции  
бескрай Е.

$$dA_F = F_r dr$$

$$\oint A_F = 0$$

$$\oint A_F = \oint F_r dr = q' \oint E_r dl$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q'}$$

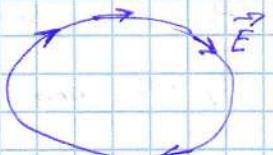
$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \oint E_r dl = 0 \\ (e) \end{array} \right.$$

- вспомогательно можно для  
однородных полей!  
(георгиев о циркуляции  
бескрай Е)

Рис. схема: поле  $\vec{E}$  не замкнуто

Реш-во: чтобы замкнуть:

Внешнее поле у无穷  
но искривлено



$$\Rightarrow E_r dl = Edl$$

$$\text{тогда } \oint E_r dl \neq 0 = \oint E_r dl > 0$$

(e) (L)

Поле поля  $\vec{E}$  можно на  $+^+$  зарядах и заканч. на  $\infty$ .  
заканч. на  $-^-$  зарядах и нач. на  $\infty$ .

$$\left| \begin{array}{l} \oint E_n ds = k \cdot 4\pi Q_{int} \\ (3) \quad \oint E_r dl = 0 \\ (L) \end{array} \right.$$

$\sim 6$  эксперимент. (6 подобн. эксперимент. поле  
правильное.)

✓ Потенциал электростатического  
поля

$$W_n(\vec{r}_1) - W_n(\vec{r}_2) = A_{F_{\vec{r}_1} \rightarrow \vec{r}_2} = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} F_r dr$$

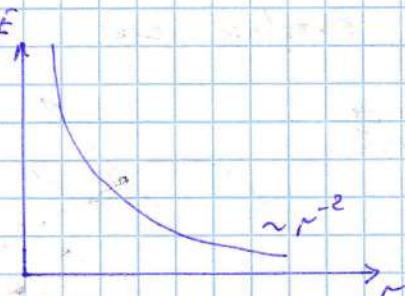
$$W_{\text{эн.}}(\vec{r}_1) - W_{\text{эн.}}(\vec{r}_2) = q' \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} E_r dr \quad / : q'$$

$$\varphi(\vec{r}_1) = \frac{W_{\text{эн.}}(\vec{r}_1)}{q'} \Rightarrow \left\{ \varphi(\vec{r}_1) - \varphi(\vec{r}_2) = \int_{\vec{r}_2}^{\vec{r}_1} E_r dr \right\}$$

Изменение потенциала  
через непрерывность поле.

① Потенциал поле 0-3.

$$\vec{E} = \frac{kq}{r^2} \vec{r}$$



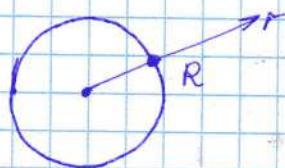
q

$$\varphi(r \rightarrow \infty) = 0$$

$$\varphi(r) - \varphi(r \rightarrow \infty) = \int_r^{\infty} E_r dr = \int_r^{\infty} \frac{kq}{r^2} dr = \frac{kq}{r}$$

② Потенциал поля заряженной сферы ( $q, R$ )

$$E = \begin{cases} \frac{kq}{r^2}, & r \geq R \\ 0, & r < R \end{cases}$$



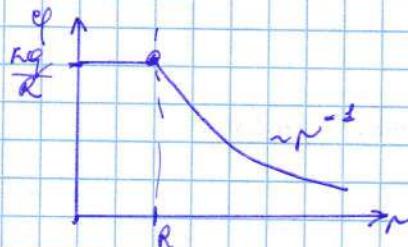
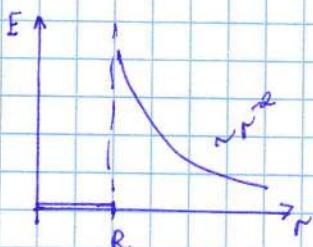
$$\varphi(r) = ?$$

$$1) r \geq R : \varphi(r) - \varphi(\infty) = \int_r^\infty \frac{kq}{r^2} dr = \frac{kq}{r}$$

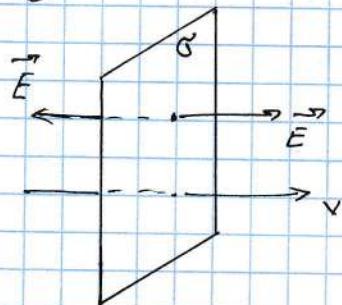
$$2) 0 < r < R : \varphi(R) = \frac{kq}{R}$$

$$\varphi(r) - \varphi(R) = \int_R^r 0 \cdot dr = 0$$

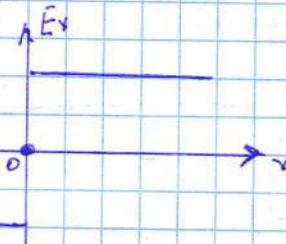
$$\varphi(r) = \frac{kq}{R} \quad \sim \text{Внешний потенциал}$$



③



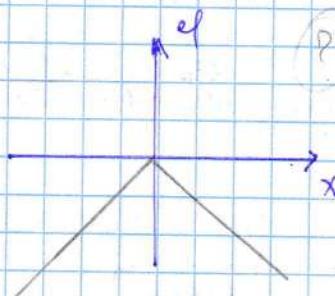
$$E = 2\sigma k \vec{v}$$



$$\varphi(x) = ?$$

$$\text{При } x \rightarrow \infty \quad \varphi(x \rightarrow \infty) = 0$$

$$\varphi(x) - \varphi(x \rightarrow \infty) = \int_x^\infty k \cdot 2\sigma \vec{v} dx = 2\sigma \vec{v} \Big|_x^\infty$$



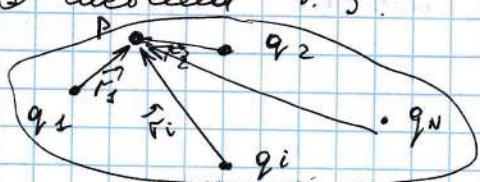
$$\text{При } x = 0 \quad \varphi(x=0) = 0$$

$$\varphi(x) - \varphi(0) = \int_{x=0}^0 k \cdot 2\sigma \vec{v} dx = -2\sigma \vec{v} \Big|_0^x$$

Внешнее поле представлена по  
принципу суперпозиции.

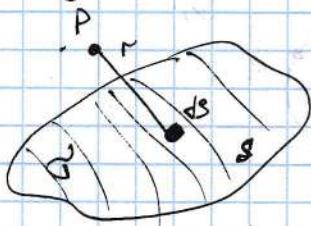
$$\text{Д.3} : \varphi(r) = \frac{kq}{r}$$

④ Суммирование Д.3.



$$\Rightarrow \varphi_p = \sum_{i=1}^N \varphi_i = \sum_{i=1}^N \frac{kq_i}{r_i}$$

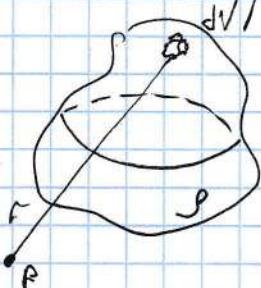
② Заряд распределен на поверхности.



$$dq = \frac{\kappa \rho dV}{r} = \frac{\kappa \rho dS}{r}$$

$$\varphi_P = \iint_S \frac{\kappa \rho dS}{r}$$

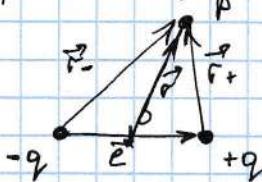
③ Объемное распределение заряда.



$$dq = \rho dV \rightarrow \varphi_P = \frac{\kappa \rho dV}{r}$$

$$\varphi_P = \iiint_V \frac{\kappa \rho dV}{r}$$

Пример - заряд помещен в шаре:



$$\varphi_P = ?$$

$$r \gg l$$

$$\varphi_P = \varphi_r + \varphi_{\perp} = \frac{\kappa q}{r_+} - \frac{\kappa q}{r_-} = \kappa q \left( \frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right)$$

$$\vec{P} = q \vec{e} \quad (\text{последний член})$$

$$\vec{r}_+ = \frac{\vec{r}}{r} - \frac{\vec{e}}{2}$$

$$\vec{r}_- = \frac{\vec{e}}{2} + \vec{r}$$

$$r_{\pm} = \sqrt{(\frac{\vec{e}}{2} \mp \vec{r})^2} = \sqrt{\frac{e^2}{4} + r^2 \mp (\vec{e}, \vec{r})} \approx r \sqrt{1 \mp \frac{(\vec{e}, \vec{r})}{r^2}}$$

$$r_{\pm}^{-2} = \frac{1}{r^2} \left( 1 \mp \frac{(\vec{e}, \vec{r})}{r^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{r^2} \left( 1 \mp \frac{(\vec{e}, \vec{r})}{2r^2} \right)$$

разл. сейнера

$$\varphi_P = \frac{\kappa q}{r^2} \left( 1 + \frac{(\vec{e}, \vec{r})}{2r^2} - 1 + \frac{(\vec{e}, \vec{r})}{2r^2} \right) = \frac{\kappa q (\vec{e}, \vec{r})}{r^3} = \frac{\kappa (\vec{P}, \vec{r})}{r^3}$$

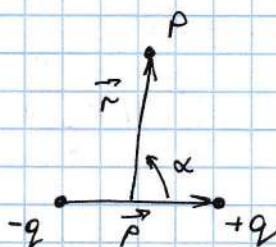
$$(\vec{P}, \vec{r}) = \rho r \cos \alpha$$

$$\boxed{\varphi_P = \frac{\kappa \rho r \cos \alpha}{r^2}}$$

$$\alpha = 0 : \varphi_P (\alpha = 0) = \frac{\kappa \rho}{r^2}$$

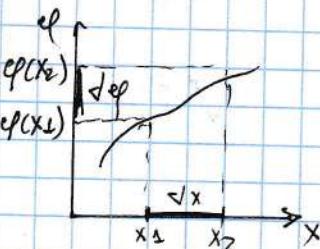
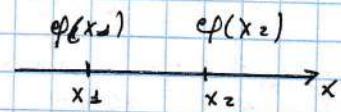
$$\alpha = \frac{\pi}{2} : \varphi_P (\alpha = \frac{\pi}{2}) = 0$$

$$\left| \begin{array}{l} \varphi = 0 \\ \alpha = 0 \end{array} \right.$$



зарядом помеченной поверхности.

Возможность изображения потенциала



$$\Delta x = x_2 - x_1$$

$$\Delta\varphi = \varphi(x_2) - \varphi(x_1)$$

$\varphi'$  пред. зависит от  $x_1$  и  $x_2$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta A_F = F_x \Delta x = \varphi' E_x \Delta x \quad (\text{отв. } A, \vec{E}) \\ \Delta A_F = \varphi' (\varphi(x_2) - \varphi(x_1)) \quad (\text{отв. } \varphi) \end{array} \right.$$

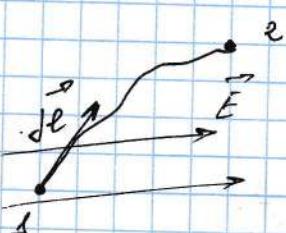
$$\varphi' \vec{E} \times \Delta x = \varphi' (\varphi(x_2) - \varphi(x_1))$$

$$E_x = -\frac{\Delta\varphi}{\sqrt{x}} ; \vec{E}_y = -\frac{\Delta\varphi}{\sqrt{y}} ; \vec{E}_z = -\frac{\Delta\varphi}{\sqrt{z}}$$

В общем случае:  $\varphi = \varphi(x, y, z)$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{i} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{j} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{k} = -\operatorname{grad} \varphi \equiv -\nabla \varphi$$

$$\left\| \varphi(\vec{r}_1) - \varphi(\vec{r}_2) = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{E} d\vec{r} \right. \\ \left. \vec{E} = -\nabla \varphi = -\left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{k} \right) \right.$$



$$\left\| \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{(1)}^{(2)} \vec{E} d\vec{r} \right. \\ \left. \vec{E} = -\operatorname{grad} \varphi \right.$$

13.09.21.

Оп/р. Электростатическое поле (и потенциал) - это величина (поверхности), на которых потенциал всегда одинаков.

$$\begin{aligned} & \vec{E} \perp \vec{t} \quad \alpha = ? \\ & \vec{E} \perp \vec{t} \quad \vec{t} \cdot \vec{E} = 0 \\ & \vec{E} \perp \vec{t} \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \int \vec{E} \cdot d\vec{t} = (\vec{E}, \vec{t}) \\ & \vec{E} \perp \vec{t} \quad \Rightarrow (\vec{E}, \vec{t}) = 0 \\ & \vec{E} \perp \vec{t} \end{aligned}$$

$\Rightarrow$  Потенциал электростатического поля  $\perp$  полю  $\vec{E}$



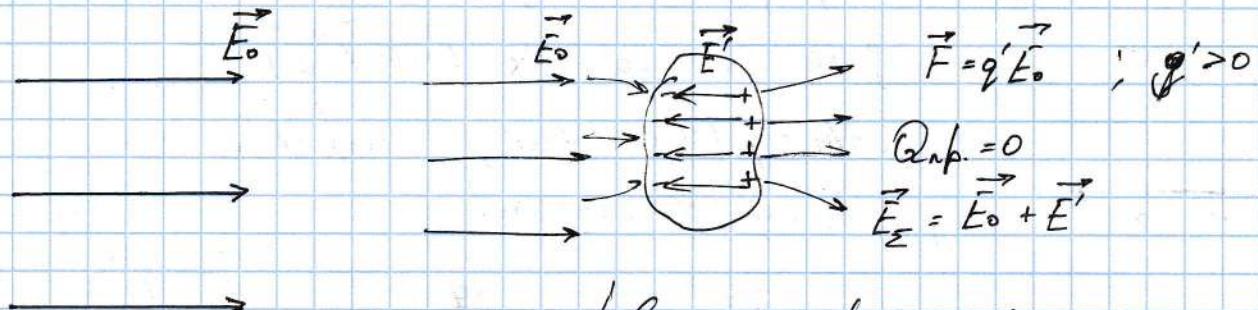
$$\varphi_1 > \varphi_2$$

$$\varphi_1 \quad \varphi_2$$

## Проводники в электростатике

Проводник в электростатике) - это вещество, в котором содержатся бесконечно много свободных зарядов.

Свободные независимые заряды, способные перемещаться приложенными к нему внешними воздействиями. (свободные заряды "+")



Индукционные заряды (наружные) - заряды внешнего проводника наружные линии  $E_0$ ,  
внешний  $E_z = 0$

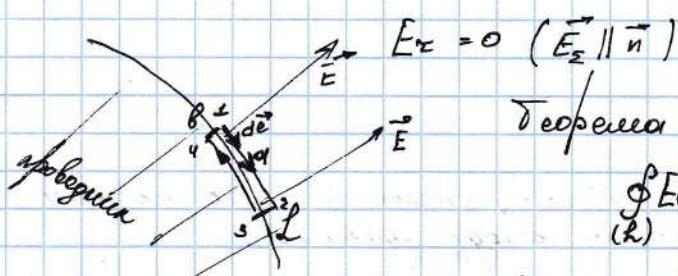
① Внешнее поле  $\rightarrow E_z = 0$  ~ внешнее в-во проводника в поле  
 $\downarrow$  ( $\rightarrow E_{\text{нар}} = -E_0$ )

② Проводник является диэлектрическим веществом.

$$\varphi = \text{const}$$
 в проводнике

$$\varphi_s - \varphi_e = \int \frac{E_{\text{нар}}}{E_z} dL = 0$$

③ Неск. вида проводника:



Для всех о циркуляции вектора  $\vec{E}$ :

$$\oint E_z dL = 0$$

$$\oint E_z dL = \int_{(1)} E_z dL + \int_{(2)} E_z dL + \int_{(3)} E_z dL + \int_{(4)} E_z dL =$$

$$\stackrel{(1)}{\cancel{\int E_z dL}} + \stackrel{(2)}{\cancel{\int E_z dL}} + \stackrel{(3)}{\cancel{\int E_z dL}} + \stackrel{(4)}{\cancel{\int E_z dL}} = \int_{(2)} E_z dL + \text{const}_{23} \stackrel{(34)}{=} 0 + \text{const}_{41} \stackrel{(4)}{=} 0 = 0$$

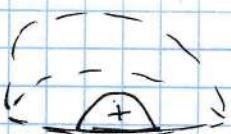
$$E_z = E_e$$

$$E_e = 0 \text{ из } (2)$$

$\Rightarrow$  наруж. поля зависят лишь от наруж.

④  $\rho = 0$  (однородный не-тв. веществ. зарядов = 0)



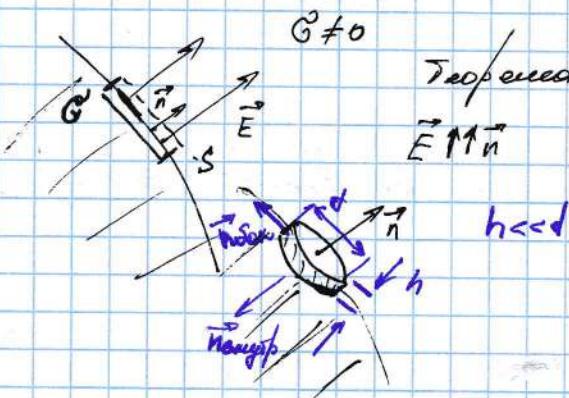


$$\oint E_n dS = \kappa \cdot 4\pi Q_{int} \quad (5)$$

$$\oint_{(5)} E_n dS = \kappa \cdot 4\pi \iint_{(6)} \rho dV = 0 \Rightarrow Q_{int} = 0$$

no electric field

⑤  $E = E_n$  бесконечное проводимость



Доказательство:

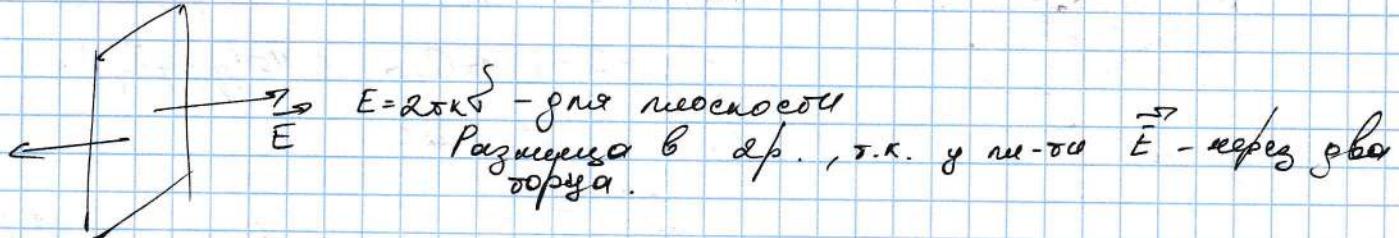
$$E \parallel n$$

$h \ll d$

$$= \iint_{(5)_{\text{стру}}^{\text{стру}}} E_n dS = E_n \cdot S$$

$$\iint_{(5)_r} dS = \vec{n} \cdot S$$

$$\Rightarrow E_n \cdot S = \kappa \cdot 4\pi \iint_S dS \rightarrow E_n = \kappa \cdot 4\pi \vec{S}$$



Доказательство второе.

~ В проводнике есть поле  $E$  (в-во проводника с несущими)

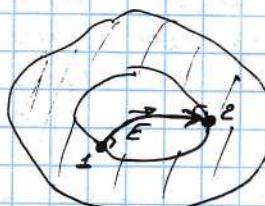
① Заряды все поле



$\bullet q$

|||| - проводник

Предположим  $E_{ext} \neq 0$



$$\phi_1 - \phi_2 = \iint_{(2)} E_e dL$$

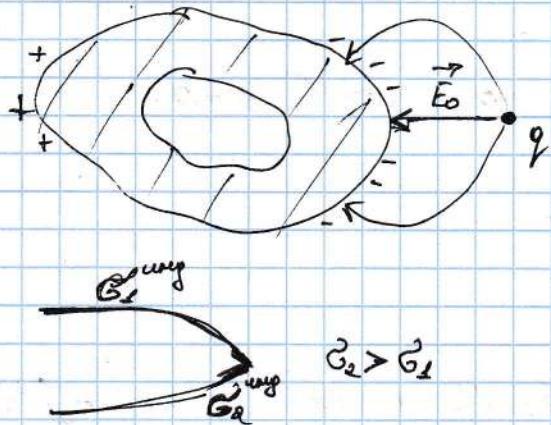
но  $\phi_1 = \phi_2$  - проводник - однородный, однородный

$$\phi_1 = \phi_2 \Rightarrow E_e = 0$$

$$\Rightarrow E_{ext} = 0, \text{ а.т.г.}$$

~ "электроносительная емкость" (заряда)

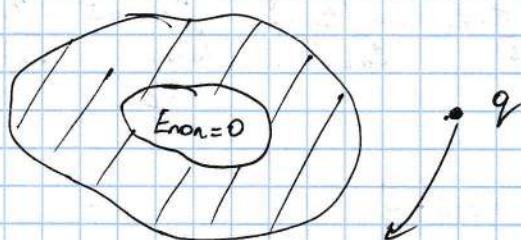
## Распределение между заряженными зарядами:



$Q_{\Sigma} = 0$   
3 наложенных зарядов нет

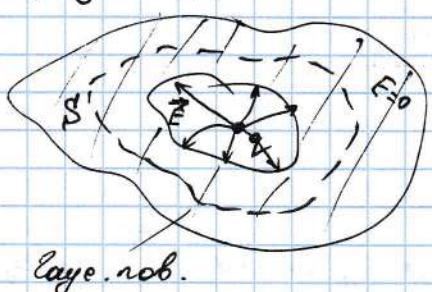
также где приведены лев. магнитн., если с зарядом будет магнитное

эксперимент



$q$  генерирует, но  $\vec{E}_{\text{non}} = 0 \Rightarrow \vec{F} = q \vec{E}_{\text{non}} = 0$

## ② Заряды вблизи границе раздела.



layer. nob.

$\vec{E}_{\text{non}} \neq 0$

## Распределение между заряженными зарядами (граница)

$$\underbrace{\vec{E}_n + \vec{S}}_{(3)} = k \cdot 4\pi Q_{\text{int}} = k \cdot 4\pi (q + q_{\text{неп}})$$

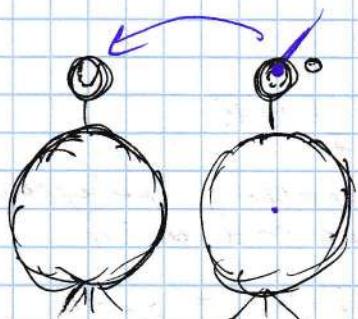
о в проводнике,

$$\Rightarrow q_{\text{неп}} = -q$$

$$Q_{\text{нп.}} = 0 \Rightarrow q_{\text{неп}} = q$$

$$Q_{\text{нп.}} = q_{\text{неп}} + q_{\text{неп}}$$

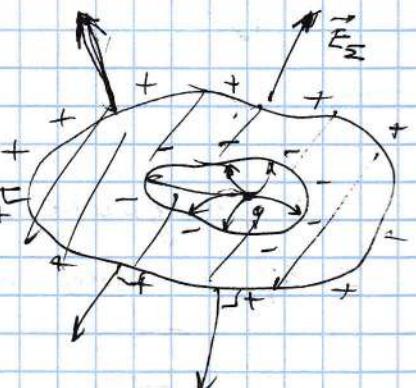
$q$  генерирует  $\Rightarrow \vec{E}_{\text{нап.}}$  не zero.  
 $\vec{E}_{\text{некр.}}$  не zero.



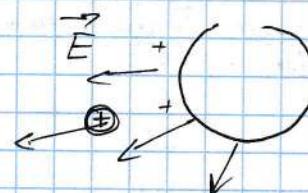
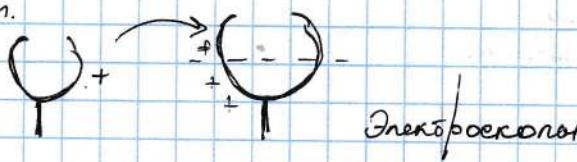
Бесконечн. мор. бесконечн. - 0.  
бесконечн. мор. бесконечн. - нес. зазором  
бесконечн. мор. бесконечн. - 0, но соприкоснов. или. соприк.

до поглощения обеих зарядов

Заряд с зарядомного переносом передает на заряды.



1 зрен.



2 зрен.

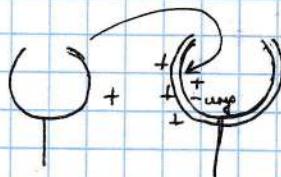


Диаграмма электростатических задач  
дифференциальные  
рассмотрение.

✓ (Deep)

### ① Примитивные задачи.

Дано:  $q_1, \vec{r}_1, \rho$ Найти:  $\vec{E}(\vec{r}), \varphi(\vec{r})$ 

Способ решения: 1) придать суперпозицию  
 2) решение Соболевского - Заряга.

### ② Обобщенная задача.

Дано:  $\vec{E}(\vec{r}) (\varphi(\vec{r}))$ Найти:  $q_1, \vec{r}_1, \rho$ 

Способ решения: гр-ся в случае дифф.

### ③ Сингулярные задачи

Дано:  $q_1, \vec{r}_1, \rho$  $\vec{E}(\vec{r})$  - синг. функция потенциала.Найти  $\vec{E}_S$  и сингулярное потенциал.

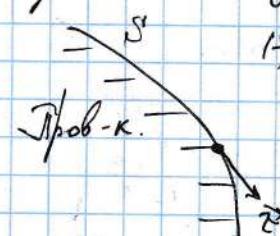
По определению всегда  $\vec{E}_S$  включает граничные условия:

$$\oint \vec{E}_S d\vec{r} = k \cdot 4\pi \cdot Q_{int} \quad (1)$$

$$(2) \quad \varphi(\vec{r}_2) - \varphi(\vec{r}_1) = \oint \vec{E}_S d\vec{r}$$

$$т.о. \text{зарядов: } \oint \vec{E}_S d\vec{r} = 0 \quad (2)$$

Если выполнены (1), (2), (3) - то найдется одна  $\vec{E}_S$ .

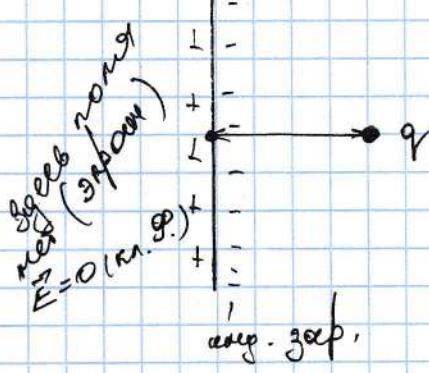


(3)  $\vec{E}_S|_S = 0$  - граничные условия.

"Дифференциальный" - если решение найдено, то оно однозначно.

~ без гр-ся

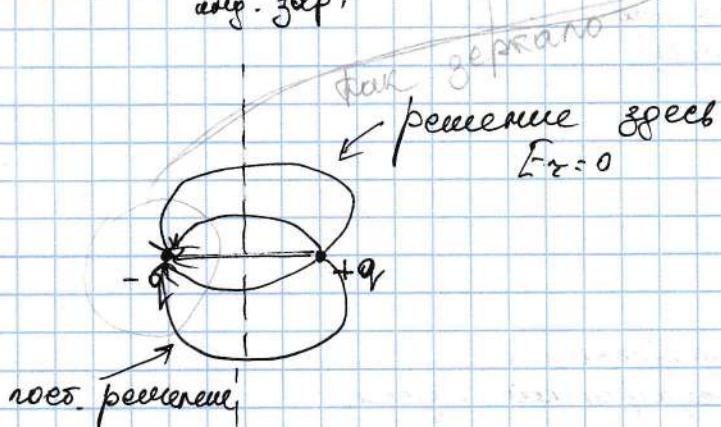
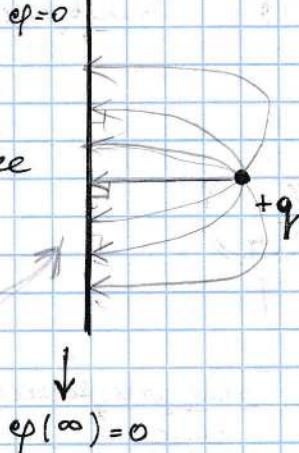
②



Метод изображений  
(метод уединения решения).

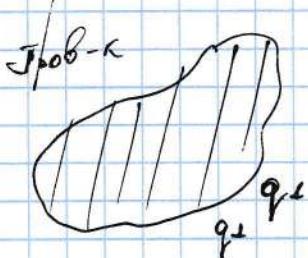
$$\vec{E}(r) = ? \quad \varphi = 0$$

Чис гравитации  
уменьш., тем ближе  
наши зоны.



Дипольный момент. Конденсаторы.

1. Дипольный момент одиночного проводника.



$$q_1 \rightarrow \varphi_1$$

$$q_1 + q_2 \rightarrow 2\varphi_1 \quad (\text{по принципу суперпозиции})$$

$$C = \frac{q}{\varphi_{\text{нт.}}}$$

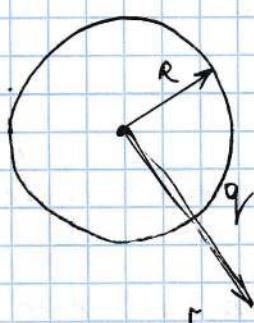
~ электропровод (одиночного проводника)

- не зависит от обзора, или от расположения.

$$\text{SI: } [C] = \Phi$$

$$\text{CGSE: } [C] = \text{ам.}$$

Пример: ёмкость шара:  $R, C = ?$



$$\varphi(r) = \begin{cases} \frac{kq}{r}, & r \geq R \\ \frac{kq}{R}, & 0 < r \leq R \end{cases}$$

$$\varphi(R) = \frac{kq}{R}$$

$$C = \frac{qR}{kq} = \frac{R}{k} \quad \leftrightarrow \quad C = \frac{R}{k}$$

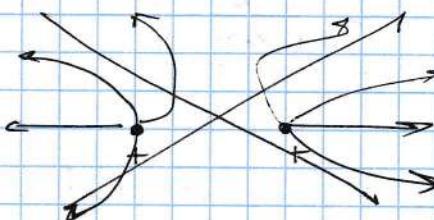
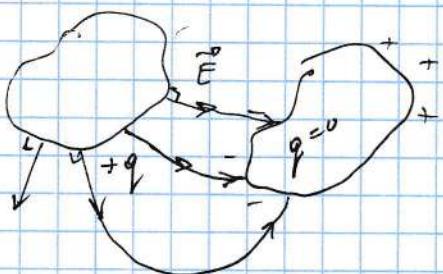
$$\text{CGSE: } n=1 \Rightarrow C=R$$

$$\text{SI: } n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \Rightarrow C = 4\pi\epsilon_0 \cdot R$$

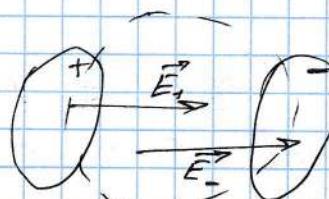
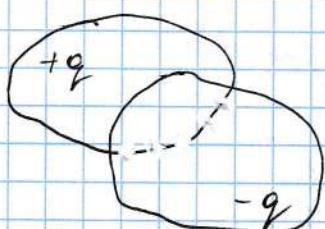
Емкость земного шара:  $R_0 = 6400 \text{ км} = 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}$

$$C = g \cdot 10^9 \frac{\mu \cdot \text{м}^2}{R^2}$$

$$C = \frac{6,4 \cdot 10^6 \text{ м}}{g \cdot 10^9 \frac{\mu \cdot \text{м}^2}{R^2}} = 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ Ф} = 0,7 \text{ мФ}$$

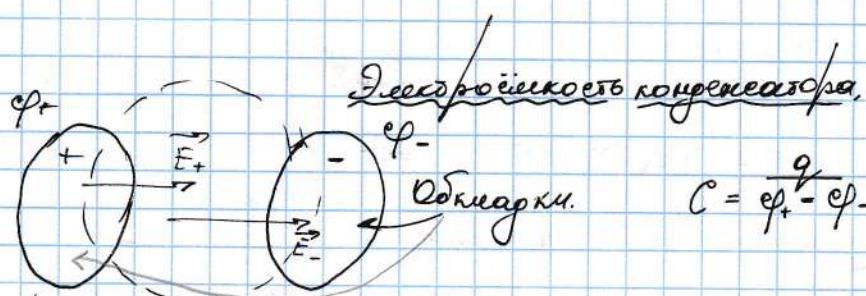


Не зоруємо.



$$\Rightarrow \vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$$

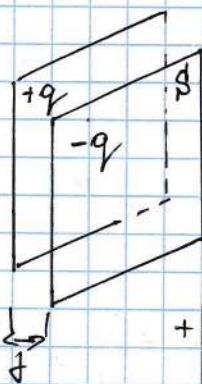
Комплексний - добре, що може конденсуватися (зупиняється)



$$C = \frac{q}{\varphi_+ - \varphi_-} = \frac{q}{\Delta \varphi} = \frac{q}{U}$$

надійніше;  $U = \Delta \varphi$

Приклад: Емкості плоского конденсатора

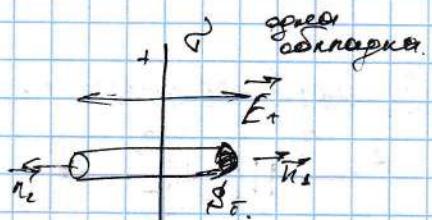


$$d \ll \sqrt{S} \quad \Rightarrow \quad \text{Використовуємо плош. емкості}$$

$C = ?$

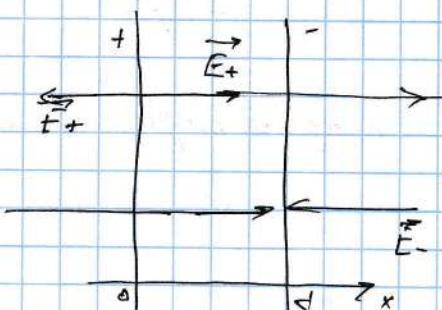
$$q \rightarrow \Delta \varphi \Rightarrow C = \frac{q}{\Delta \varphi}$$

$$\Delta \varphi = \varphi_+ - \varphi_- = \int_{-d}^d E_x dx$$



$$\Delta \varphi = \frac{q}{S} = \kappa \cdot \epsilon_0 \frac{q}{S}$$

$$C = \kappa \cdot \epsilon_0 \frac{S}{d} = \kappa \cdot d \cdot \frac{q}{S}$$



$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- = \begin{cases} 0, & x < 0, x > d \\ k \cdot 4\pi \cdot \frac{q}{S} \vec{i}, & x \in [0; d] \end{cases}$$

$$\Delta\varphi = k \cdot 4\pi \frac{q}{S} \cdot d$$

$$\boxed{C = \frac{S}{k \cdot 4\pi d}}$$

$$CGSE: C = \frac{S}{4\pi d}$$

$$SI: C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$$

$$dV \Rightarrow C \uparrow$$

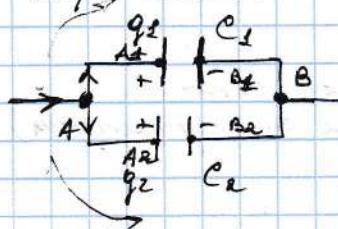
$$S \uparrow \Rightarrow C \uparrow$$

Информация:

$$\Delta\varphi = \frac{q}{C} = \text{const}$$

### Соединение конденсаторов.

1. ПараALLELное соединение:  $C_1, C_2 \rightarrow C - ?$



$$q = q_1 + q_2 \quad (\text{з-е к-р. заряда})$$

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2 = \varphi_A - \varphi_B$$

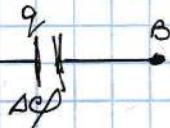
$$\oint E_d l = 0 \quad (\text{з})$$

$$\vec{F} = q \vec{E}$$

$$\varphi_{AB} = \varphi_A = \varphi_{B2}$$

$$\hat{A}_{AC_2BC_2A} = q' \oint E_d l = 0 \quad (\text{з}) \Rightarrow$$

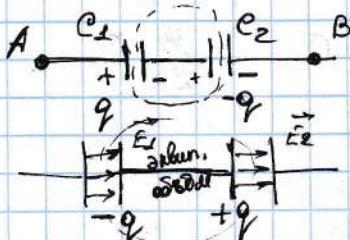
$\Rightarrow$  можно записать правило конденсаторов:



$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{q_1 + q_2}{\Delta\varphi} = C_1 + C_2$$

$$\Rightarrow \boxed{C = \sum_{i=1}^N C_i}$$

2. ПОСЕРОДОЧНОЕ соединение:  $C_1, C_2, \dots \rightarrow C - ?$



$$\Delta\varphi \equiv \Delta\varphi_{AB} = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2$$

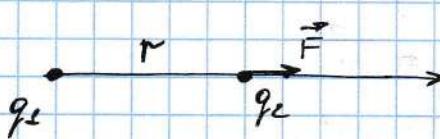
$$\frac{1}{C} = \frac{\Delta\varphi}{q} = \frac{\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2}{q} = \frac{\Delta\varphi_1}{q} + \frac{\Delta\varphi_2}{q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

$$C = \left( \sum_{i=1}^{\infty} \left( \frac{1}{C_i} \right) \right)^{-1}$$

$$C < \min \left\{ C_i \right\}_{i=1, N}$$

Последовательное соединение конденсаторов ~ последовательное сопротивление.

② Тяж. с-шескн т.з.



$$\vec{F} = \frac{kq_1 q_2}{r^2} \vec{r}$$

$$A_F = \int_r^\infty \frac{kq_1 q_2}{r^2} dr = \frac{kq_1 q_2}{r}$$

$$A_F = -A^* \leftarrow \text{наша форма}$$

$$W_{\text{н}}(r) - W_{\text{н}}(r \rightarrow \infty) = A_F(r \rightarrow \infty)$$

$$\overline{W}_{\text{Эл.}}(r) = \overline{W}_{\text{н}}(r) = \frac{kq_1 q_2}{r} \quad (\overline{W}_{\text{н}}(\infty) = 0)$$

$$\varphi(r) = \frac{kq}{r} \quad (\text{т.з.})$$

$$\varphi_1 = \frac{kq_1}{r}$$

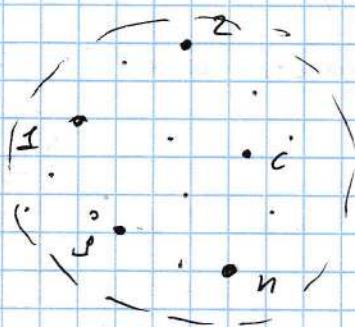
$$W_{\text{н}} = q_1 \varphi_2 = q_2 \varphi_1$$

но не сдвиг - заслужен, но в т. п.  $q_2$ .  
но можно сказать в макробор

$$\Rightarrow \boxed{T\overline{W}_{\text{Эл.}} = \frac{1}{2} (q_1 \varphi_2 + q_2 \varphi_1)}$$

н. т.з.:

$$\boxed{T\overline{W}_{\text{Эл.}} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^n q_i \varphi_j}$$



$n=3:$

1  
2  
3

$$T\overline{W}_{\text{Эл.}} = q_1 \varphi_2 + q_2 \varphi_3 + q_3 \varphi_1 + q_1 \varphi_3 + q_2 \varphi_1 + q_3 \varphi_2$$

② Энергия однородного заряженного проводника (сфера.)

$$dA^* = dq \cdot \varphi$$

постоянная, которую тоже надо в скобе.

$$dW_{\text{н}} = dA^* = dq \cdot \varphi$$

$$W_{\text{н}} = \int dq \cdot \varphi = \int q \frac{dq}{C} = \frac{q^2}{2C}$$

$$C = \frac{q}{\varphi}$$

$$\Rightarrow \boxed{W_{\text{н}} = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2}}$$

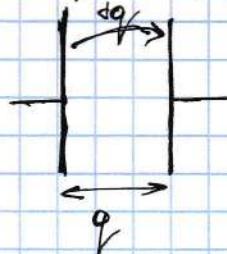
Если

$$q = \int_S \rho dS$$

$$\rightarrow \boxed{T\overline{W}_{\text{Эл.}} = \frac{1}{2} \int_S \rho \varphi dS}$$

$$T\overline{W}_{\text{Эл.}} = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi dV$$

3) Энергия заряженного конденсатора.



$$dA^* = dq \cdot \Delta\varphi$$

$$\int W_{\text{ЭЛ}} = dA^*$$

$$W_{\text{ЭЛ}} = \int_{(q)}^{q} dq \cdot \Delta\varphi = \int_{(q)}^{q} \frac{q dq}{C} = \frac{q^2}{2C}$$

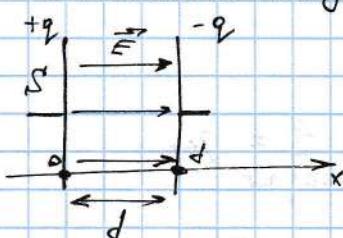
$$C = \frac{q}{\Delta\varphi}$$

$$\left\{ W_{\text{ЭЛ}} = \frac{q^2}{2C} = \frac{q \cdot \Delta\varphi}{2} = \frac{C(\Delta\varphi)^2}{2} \right\}$$

Энергия задается в виде!

Физический смысл энергии конд.

W<sub>31</sub>. плоского конденсатора.



$$W_{\text{ЭЛ}} = \frac{C(\Delta\varphi)^2}{2} = \frac{S E^2 / R}{2} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} \cdot S / R$$

$$C = \frac{S}{4\pi k R}$$

$$V = S / R \quad (\text{объем заряженной ячейки})$$

E не зависит от x

$$\Delta\varphi = \int_0^d E_x dx = E d$$

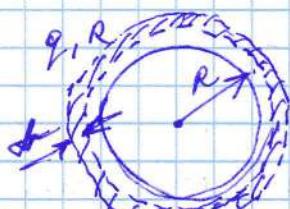
$$\left\{ w_{\text{ЭЛ}} = \frac{W_{\text{ЭЛ}}}{V} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} \right\}$$

сферически  
симметрия.

$$\Rightarrow \left\{ W_{\text{ЭЛ}} = \int_V w_{\text{ЭЛ}} dV \right\}$$

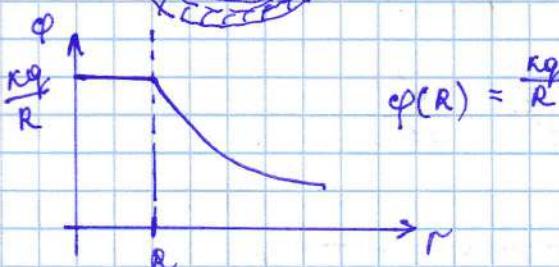
V - объем заряженной ячейки  
расчет.

Пример: W<sub>31</sub>. сферы



1 способ:

$$W_{\text{ЭЛ}} = \frac{q_1 q_2}{2} = \frac{k q^2}{2R}$$



2 способ:

$$E(r) = \begin{cases} 0, & r < R \\ \frac{kq}{r^2}, & r \geq R \end{cases}$$

$$w_{\text{ЭЛ}} = \frac{\rho \rho}{8\pi k} \cdot \frac{q^2}{r^2}, \quad r \geq R$$

$$dV = 4\pi r^2 dr$$

$$W_{\text{эн.}} = \int_0^R \frac{kq^2}{8\pi r^2} \cdot 2\pi r^2 dr = \int_0^R \frac{kq^2}{2r^2} dr = \frac{kq^2}{2R}$$

$$\vec{e}_p = \sum_{i=1}^n \vec{e}_{p_i}$$

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$$

Вспоминается не распределение или зарядов?

$$W_{\text{эн.}} = \sum_{i=1}^n W_{\text{эн.}i}$$

$$W_{\text{эн.}} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{1}{k \cdot 8\pi} (E_1^2 + E_2^2 + 2(E_1 \cdot E_2)) = W_{\text{эн.}1} + W_{\text{эн.}2} + \frac{1}{k \cdot 8\pi} \cdot 2(E_1 \cdot E_2)$$

~ при этом сумма потенциалов не вспоминается!  
установкается энергия взаимодействия.

$$W_{\text{эн.}1} = \frac{q_1^2}{2C_1}$$

$$W_{\text{эн.}2} = \frac{q_2^2}{2C_2}$$

$$W_{\text{эн.}} = ?$$

Постоянство (стационарность) не зависит от формы электрического объекта.

Заряд - это направляемое, упорядоченное движение коинтактной заряда.

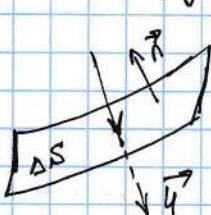
$$\langle \vec{v}_i \rangle = 0 \quad \sim \text{нек. движущийся}$$

$$\langle \vec{v}_i \rangle = \vec{U} - \text{упорядоченное ex-ru. движущееся.}$$

Док., который обуславливает движение сферы изолированной конвекции газов.

$\vec{V}_{\text{сп.}}$   $\Rightarrow$  конвекционный док  
(расшир.-ст., сжато, когда среди молекул.)

Заряд в проводниках, когда сфера в текущем изолированном веществе



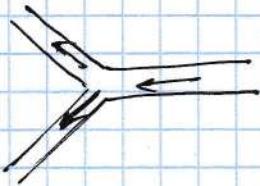
$$\boxed{\overline{I} = \frac{\Delta q}{\Delta t}}$$

$$\text{SI: } [\overline{I}] = A$$

$$\text{CGSE: } [\overline{I}] = \text{eq. CGSE}_I$$

Индукция тока.

$$j = \frac{\overline{I}}{\Delta S}$$

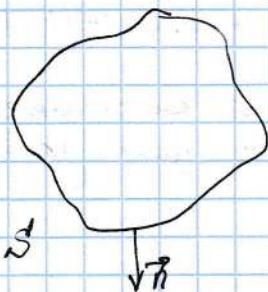


$$\vec{j} \parallel \vec{u} \quad \text{или} \quad \vec{j} \parallel \vec{u}_+$$

$$\vec{j} \parallel \vec{n}$$

$$\Rightarrow I = \int_S j_n dS$$

Закон сохранения заряда.



$$\oint_S j_n dS = ?$$

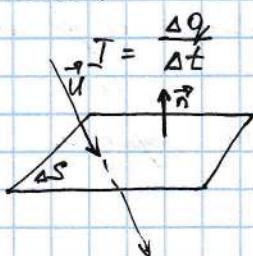
$$\stackrel{(S)}{\oint_S j_n dS} = \stackrel{(S)}{\oint} (\vec{j}, \vec{n}) dS = - \frac{dq}{dt}$$

$$\text{След. закр.} \Leftrightarrow q = \text{const} \Rightarrow \frac{dq}{dt} = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{\int_S j_n dS = 0}$$

~ магн. бир. зональная сохр. заряда  
=> неизменение количества зарядов  
последовательно сдвиги границы.

24.09.21.



$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad \text{- конк. заряда.} \rightarrow I = \frac{dq}{dt} \text{ берега}$$

$$\vec{j} = \frac{I}{\Delta S_+}$$

~ предельный заряд.

$$\vec{j} \parallel \vec{u}_+$$

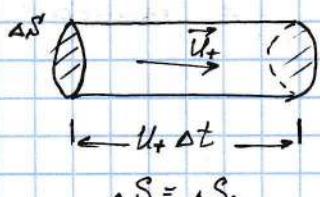
Распределение по  $\vec{j}$ :

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = n \tilde{e} u_+ \Delta S$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{j} = n \tilde{e} \vec{u}_+}$$

$$N = n \cdot \Delta V = n \cdot \Delta S \cdot u_+ \cdot \Delta t \quad \left. \right\} \\ \Delta q = N \cdot e$$

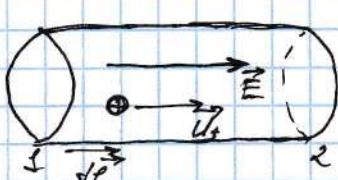
$$\tilde{e} > 0$$



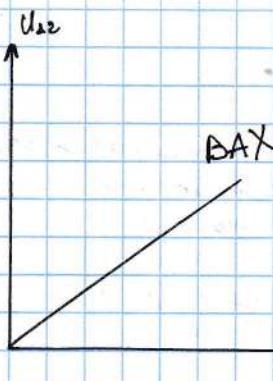
Закон Ома для однородного  
вещества.

② Однородный участок

~ если все участки длины  $l$  имеют одинаковые сопротивления, то участок участка имеет одинаковую длину.



$$\Delta \varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{(2)}^{(1)} E d\ell$$



$$\Delta \varphi = 0$$

$$I \sim \Delta \varphi \quad (I \sim U_{12})$$

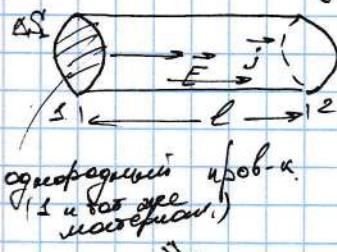
$$I = \frac{U_{12}}{R}, \quad R - \text{сопротивление.}$$

BAX - вольтамперная характеристика.

$$\Rightarrow I = \frac{U_{12}}{R}$$

~ 3-й закон для однородного  
вещества  
(по обр. ЭДС вд. норм.)

Закон Ома в  
однородном веществе.



$$I = \frac{\Delta \varphi}{R}$$

$$j \Delta S_t = \frac{E l}{R} \rightarrow j = E \frac{l}{\Delta S_t \cdot R}$$

однородный провод.  
( $I$  и  $E$  не зависят от места.)

⇒

$E$  - однородное.  
(не зависит от места.)

$$\rightarrow \Delta \varphi \equiv \varphi_2 - \varphi_1 = \int_{(1)}^{(2)} E dL = E l$$

$$\left. \begin{array}{l} R \sim l \\ R \sim \frac{1}{\Delta S_t} \end{array} \right\} R = \rho \frac{l}{\Delta S_t}, \rho - \text{удельное сопротивление.}$$

$$\begin{aligned} j &= \frac{l}{\rho} E ; \quad U_+ \uparrow \vec{E}, \vec{j} \uparrow \vec{U}_+ \\ &\Rightarrow \left. \begin{array}{l} j = \frac{l}{\rho} E \end{array} \right\} - \text{3-й закон в однородной среде.} \end{aligned}$$

$$\boxed{j = \frac{1}{\rho} \vec{E}} \quad \text{~запись векторной проводимости.}$$

$$\vec{j} = \vec{r} \vec{E}$$

Условие существования ЭДС-точек  
в однородной среде.

$$\varphi_1 + \varphi_2 \Rightarrow \vec{E} \neq 0 \Rightarrow \vec{j} \neq 0$$

$$\oint E dL = 0 \Leftrightarrow A_{\text{нн}} = 0$$

Если в цели действует только н. сила  $\rightarrow A = 0 \rightarrow$  точки н. с. (т. е. сопротивление существует. другие возможны. случаи.)

$$\Rightarrow A = A_{\text{нн}} + A_{\text{нн}} = 0 > 0$$

Условие:



Закон Ома для неоднородного участка цепи.

Медиаторический метод узелов на основе прямых производных синусоидальных токов и неоднородные токопадежие по закону и напряжения на  $\text{L}-2$ .



$$\text{Однор.} \Rightarrow \vec{E}_{\text{агн.}} \neq 0 \Rightarrow \varphi_1 - \varphi_2 = \int \vec{E}_{\text{агн.}} d\ell$$

$$\vec{E}_z = \vec{E}_{\text{агн.}} + \vec{E}_{\text{кооп.}}$$

$$\vec{E}_{\text{агн.}} = \frac{\vec{F}_{\text{агн.}}}{q} \quad \text{но симметрия}$$

$$\Delta U_{12} = \int \vec{E}_z d\ell$$

$\Delta U_{12}$  - подражание неоднородности на  $\text{y}+$ ,  $\text{L}-2$ .

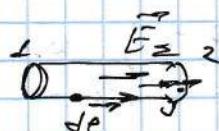
$$\Delta U_{12} = \underbrace{\int \vec{E}_{\text{агн.}} d\ell}_{\varphi_1 - \varphi_2} + \underbrace{\int \vec{E}_{\text{кооп.}} d\ell}_{\text{подраж. } F_{\text{кооп.}} \text{ на } \text{L}-2}$$

$$\Rightarrow \Delta U_{12} = A_{\text{агн.}} + A_{\text{кооп.}}$$

$$\vec{j} = \vec{J} \vec{E}$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{J}}{G} = \rho \vec{j}$$

$$\vec{E}_z = \rho \vec{j} / \cdot \sqrt{\ell} \cdot \underbrace{| \int \dots |}_{(2)} + \ell$$



$$\int \vec{E}_z d\ell = \int \rho \vec{j} d\ell = \rho j \ell = \rho \ell \cdot \frac{I}{\alpha S}$$

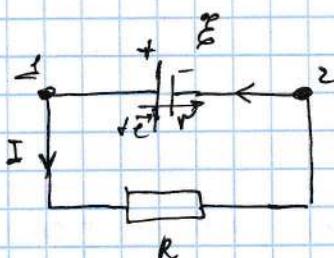
$$\int \vec{E}_z d\ell = \underbrace{\int \vec{E}_{\text{агн.}} d\ell}_{\varphi_1 - \varphi_2} + \underbrace{\int \vec{E}_{\text{кооп.}} d\ell}_{\vec{E}_{12}}$$

$\vec{E}_{12}$  - з.з.с (электродвижущая сила)

$$[\varphi_1 - \varphi_2 + \vec{E}_{12} = IR]$$

з.з.с Ома для неоднородного участка цепи.

Закон Ома для однородной цепи.



$$IR - \text{однор. участок} \quad \rightarrow \varphi_1 - \varphi_2 = IR$$

r - вспом. сопр.-е

$$\vec{E}_{\text{кооп.}} > \vec{E}_{\text{агн.}}$$

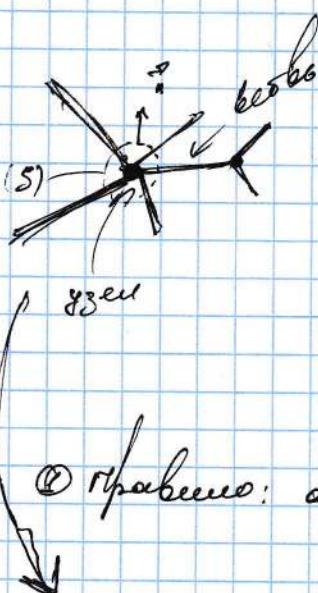
$$\varphi_2 > \varphi_1 \Rightarrow I(s \rightarrow 2)$$

$$-Ir = \varphi_2 - \varphi_1 + \vec{E}_{12} \quad \vec{E}_{12} = I(R+r)$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = IR$$

$$\left\{ \begin{array}{l} I = \frac{E_{12}}{R+r} \end{array} \right.$$

- закон Ома для замкнутого цепи.



Равновесное значение.  
Правило Кирхгофа.

1) Числ - это число сдвигов потенциала трех в точках

2) Правило чисел узлов называется первое.

Так как сдвиги потенциалов, есть они  
всегда в трех.

$$\rightarrow \begin{cases} I > 0 - \text{Вход} \\ I < 0 - \text{Выход} \end{cases}$$

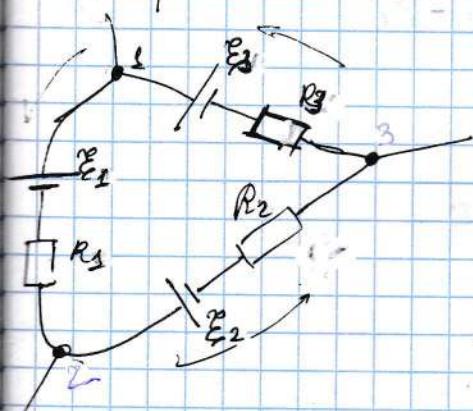
① Правило: всю разницу потенциалов узлов равна 0.

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0$$

$$\text{Зад: } \oint j dS = - \frac{dq}{dt} = 0 \quad \text{един. зар.}$$

Если в цепи  $N_g$  - число узлов  $\rightarrow (N_g - 1)$  число разниц

② Правило



$$R_i = R + r$$

$$12: I_1 R_1 = (\varphi_1 - \varphi_2) + E_1$$

$$23: I_2 R_2 = (\varphi_2 - \varphi_3) + E_2$$

$$31: I_3 R_3 = (\varphi_3 - \varphi_1) + E_3$$

$$\sum_{n=1}^N I_n R_n = \sum_{m=1}^M E_m$$

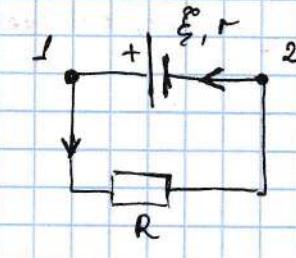
~ 2-е правило Кирхгофа.

$N_g$  - число узлов  
в замкнутом контуре

$N_g$  - число узлов в контуре.

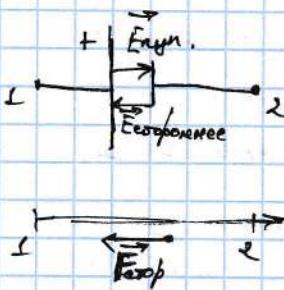
$\rightarrow N_g - (N_g - 1)$  ит-и 2-е правило.

27.09.22.



$$IR = \varphi_2 - \varphi_1 \quad \text{zg-N Oma}$$

$$IE_2 - \text{нагр.} \quad -Ir = \varphi_2 - \varphi_1 + A_{\text{нагр.}}(z) - E$$



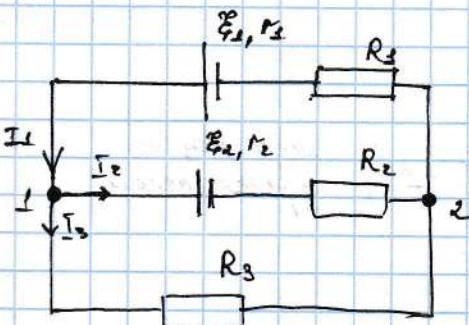
Условие для существования тока > E\_{\text{нагр.}}

$$A = \int_a^b F_x dx$$

$$\Rightarrow -I_n = IR - E$$

$$I = \frac{E}{R+r}$$

Изображение номинальных значений напряжения



$$I_1, I_2, I_3 = ?$$

$$(1) \quad I_1 + I_2 + I_3 = 0$$

$$(2) \quad \left. \begin{aligned} & IR_2 \text{ и } R_1 \text{ : } I_2(R_2 + R_1) + I_1(R_1 + R_3) = -E_2 + E_1 \\ & IR_2 \text{ и } R_3 \text{ : } I_2(R_2 + R_3) - I_3 R_3 = -E_3 \end{aligned} \right\}$$

Равенство номинальных значений напряжения в узле  
постоянного (стационарного) тока.  
Задача Двеярия - Ньютона.

① Однородный участок:



$$I = \frac{dq}{dt}$$

$$\Delta A_{\text{нагр.}} = dq \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) = I U dt$$

$$U = IR$$

$$\Delta W_{\text{нагр.}} = I U dt$$

нагреватель работает не всегда.

$$P = \frac{\Delta A_{\text{нагр.}}}{dt} = I U$$

$$\boxed{Q_{\text{нагр.}} = I U dt = I^2 R dt}$$

② Многородственный участок.

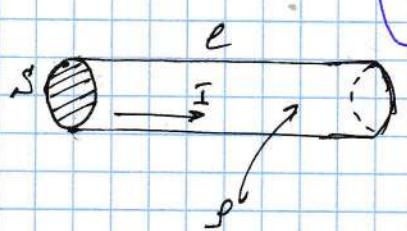


безразмер.

$$\Delta A_{\text{нагр.}} + \Delta A_{\text{нагр.}} = dq(\varphi_2 - \varphi_1) + dq \cdot E$$

$$A_2 > 0$$

$$Q_{\text{нагр.}} = (U + E) dt = (I^2 R + I E) dt$$



$$P_{\text{вн}} = I E$$

$$Q_{\text{вн}} = I^2 R \Delta t = (jS)^2 \cdot j \frac{\ell}{\delta} \Delta t = j^2 \frac{\ell S}{V} \Delta t$$

$$Q_{\text{вн}} = \frac{Q_{\text{вн}}}{V} = j^2 p \Delta t$$

$$p = j^2 p$$

Если вспомогательное заслона имея в физике форму.

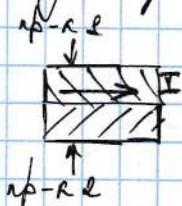
$$\vec{j} = \vec{E} ; \quad \vec{j} = \frac{1}{p}$$

$$\Rightarrow p = j^2 p = G E^2$$

~енно в единицу времени в единицу времени.

### Эффект Теллье (1834г.)

Есть два различных по хим. составу проводника.

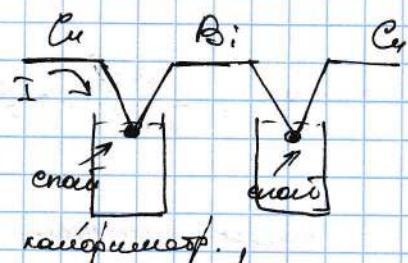


Взаимодействие проводников ведет к тепл. пот. А это  
означает, что если нагревать один из них, то другой  
охлаждается.

$$Q_p \sim I \Delta t \geq 0$$

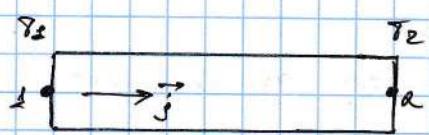
Например, сажающий  
вещество и т.д.

$$Q_{\text{вн}} \sim I^2$$



$\Rightarrow$  1 спай нагревается, а другой  
охлаждается.  
 $\rightarrow$  Холодильник Теллье.

### Эффект Томсона (1856г.)



$$\delta = \delta(x)$$

(изобарич. изотерм.)

$$\nabla \delta = \frac{\partial \delta}{\partial x} \vec{i}$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} > 0 \Leftrightarrow T_2 > T_1, \text{ если } \vec{i} \uparrow \vec{i}$$

$\Rightarrow$  температура изменяется

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} < 0 \Leftrightarrow T_2 < T_1, \text{ если } \vec{i} \uparrow \vec{i} \quad \sim \text{воздух тепло.}$$

Кинетическая электроника  
заряда проверяется методом.

$$\vec{j} = e n \vec{v}$$

$$\vec{j} \neq \vec{j}(t) \Rightarrow \vec{v} = \text{const.}$$

$$\vec{E} \neq 0 \Rightarrow \vec{F} = e \vec{E} \neq 0 \Rightarrow \vec{a} \neq 0 \quad (?)$$

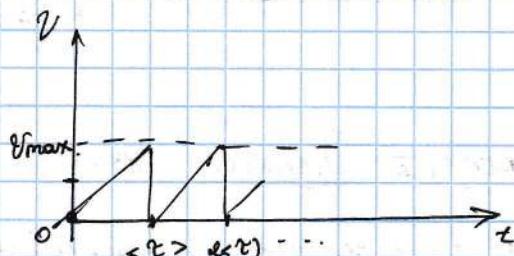
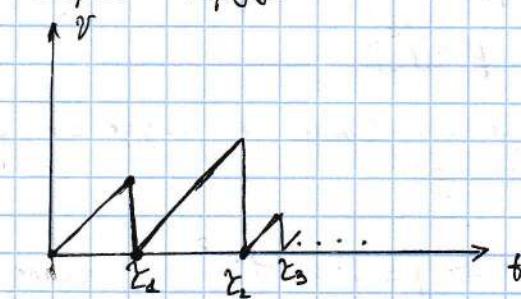
Деориц Дьюга (1900г.)

$$m\vec{a} = e\vec{E}$$

$$a = \frac{|e|E}{m} t$$

$$\langle z \rangle = \frac{\sum z_i}{N}$$

$$v_{\max} = \frac{|e|E}{m} \langle z \rangle$$



Причина в том, что:  $v = \frac{v_{\max}}{2} = \frac{|e|E}{2m} \langle z \rangle$

$$\begin{aligned} j &= ie n u = \frac{e^2 n}{2m} \langle z \rangle E \\ j &= \sigma E \end{aligned} \quad \boxed{j = \frac{e^2 n}{2m} \langle z \rangle E}$$

1)  $\sigma \uparrow \Rightarrow \langle z \rangle \downarrow \Rightarrow v \downarrow \Rightarrow j \uparrow$  рабочая проверка рабочего режима

2)  $g_{\text{раб}} = ?$

$$W_{\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2} = \frac{m|e|^2 E^2}{2m^2} \langle z \rangle^2 = \frac{e^2 E^2}{2m} \langle z \rangle^2 - \text{з.э.энергия}$$

$$\bar{z} = \langle z \rangle \quad (\text{среднее значение})$$

$$\begin{aligned} V = \frac{1}{2} g_{\text{раб}} v &\Rightarrow n \\ &\Rightarrow W = \bar{z} W_{\max} \cdot \bar{z} \cdot n = \frac{e^2 E^2}{2m} \langle z \rangle^2 \cdot \frac{1}{\langle z \rangle} \cdot n = \\ &= \frac{e^2 \langle z \rangle}{2m} n E^2 = \bar{z} E^2 \\ &\Rightarrow W = g_{\text{раб}} = \bar{z} E^2 \end{aligned}$$

Результаты:

- 1) Дво чистота на проверяется при  $\sigma \rightarrow 0$
- 2) Среднее ( $\langle z \rangle$ ) - непривычное значение измерения

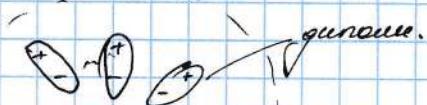
Методика - проверка  $\sigma$  раб.  
Энергетика - проверка  $\bar{z}$  раб.

Для электронов.

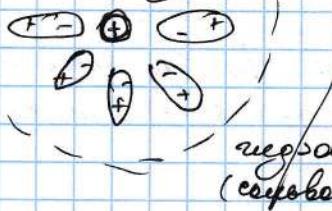
$$\vec{j} = \vec{e} \vec{E}$$

$$\vec{j} = e n \vec{u}$$

Проводимоеео токи заряженных электронов не электронов, а ионов.



$$U = bE, \quad b - \text{нагреватели}$$



$$\vec{j} = e n b \vec{E}$$

$$\vec{u} = e n b$$

нагр. (ионов)

syn:

нагр. конф.

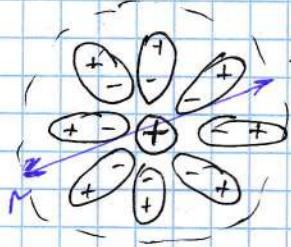
$$e\vec{E} = F_{\text{конф.}} = h\vec{u}$$

$$\Rightarrow U = \frac{eE}{h}$$

видео. №1

$$\Rightarrow b = \frac{e}{h}$$

1.10.21.



- Енгельс (ионов)

$$\vec{j} = \vec{e} \vec{E} \quad - 3-\text{м} \text{ Ома}$$

$$\vec{j} = ne \vec{u}$$

заряд иона

$$\vec{F}_{\text{дл}} = e \vec{E}$$

$$\vec{F}_{\text{конф.}} = -h \vec{u}$$

по з.ку Стокса

$h$  - коэффициент сопротивления.

$$\vec{F} + \vec{F}_{\text{конф.}} = 0 \rightarrow e \vec{E} = h \vec{u} = h b \vec{E}$$

$$u = bE$$

$$\Rightarrow b = \frac{e}{h}$$

подтверждено

$$\Delta E = n e u = n e b E$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{j} = neb = \frac{ne^2}{h}}$$

3-м Ома:  $F_{\text{конф.}} = \text{без } h \sim$  (при единичных зар.)

$$F_{\text{конф.}} \sim \eta r$$

$$\Rightarrow h \sim \eta r$$

$$\sigma = j(\sigma) - ?$$

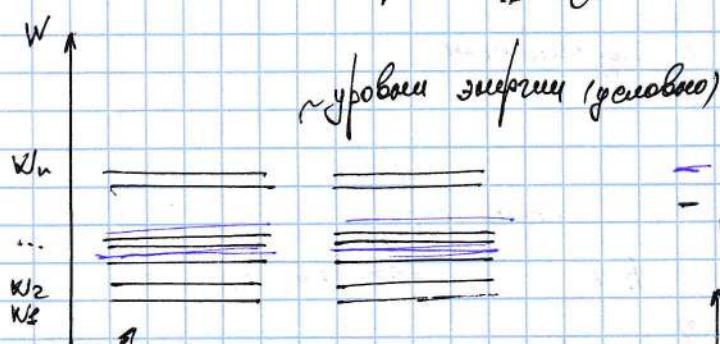
Сумма  $\delta \uparrow \Rightarrow n \uparrow$  (увеличивающееся давление.)

изохорно  $\eta \downarrow$

$$\Rightarrow \vec{v} \uparrow \quad (\text{проводимость})$$

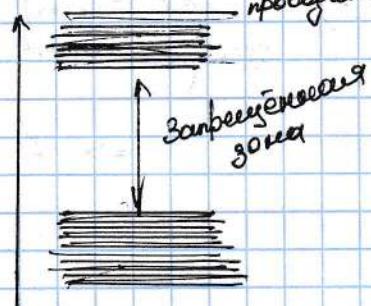
$$T \uparrow \Rightarrow T \downarrow \Rightarrow \zeta \uparrow$$

Несколько слов о зонном проводимости кристаллов.



Энергетический спектр.

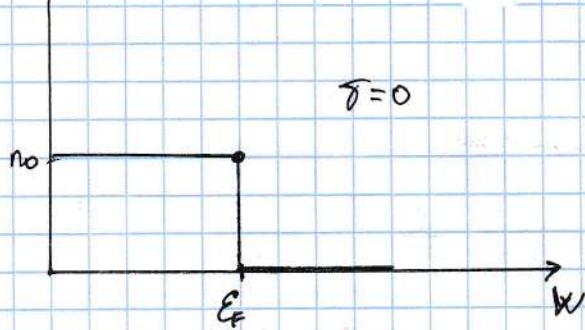
- подуровень (вспыхивает при возбуждении)
- уровень определяет проводимость металлов



Равномерное заполнение электронов не означает полноты! (если при  $\tau \gg T$ )

Равномерное Ферми - Дирака.

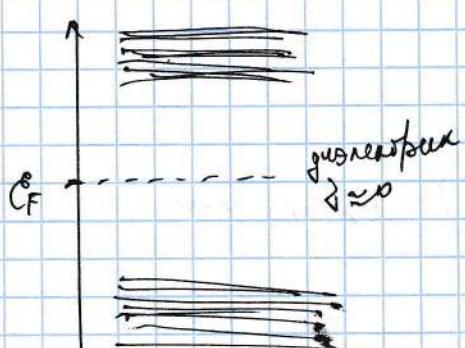
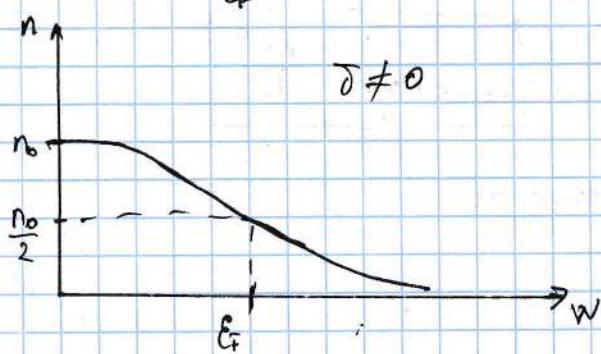
$$n = \frac{N_0}{e^{\frac{W-E_F}{kT} + l}}, \text{ где } E_F - \text{уровень Ферми}$$



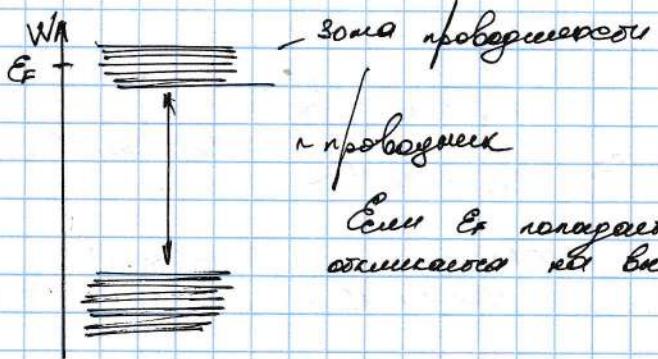
Равномерный Ферми электронов первого и второго валентных блоков ~ в 2 раза - меньше нет.

$$\tau T \gg W \Rightarrow n \rightarrow N_0 \cdot e^{-\frac{W}{kT}}$$

равн.-е баланс.



Если электрон Ферми лежит в запр. зоне → электрон не может занимать ее. Вспомогательное будущее

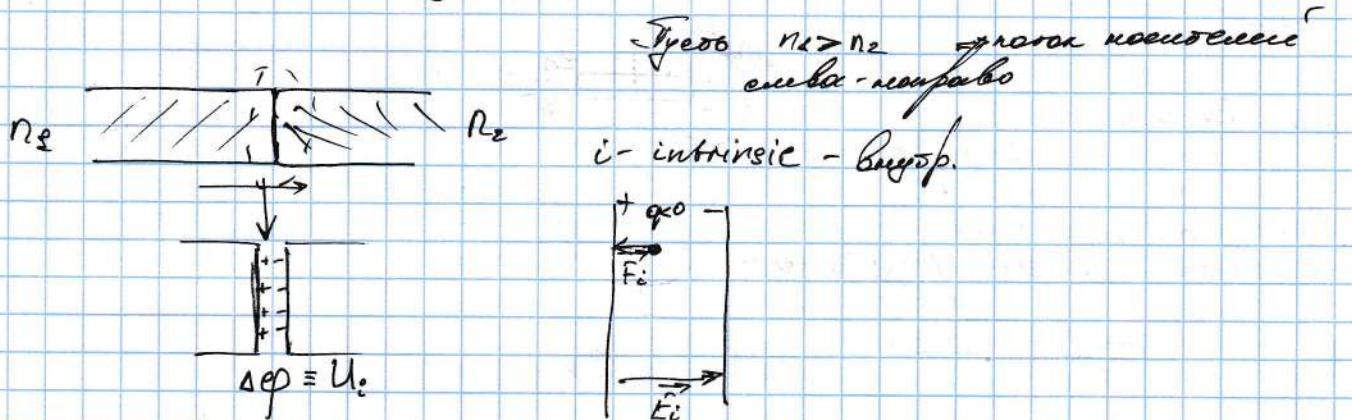


Если в материале в зону проводимости попадают атомы с высокой энергией, то высокое значение концентрации.

Погораждение движущихся в контактах.  
Вытеснение движущихся разноименных носителей.

Первый эксперимент - Боллард (1907г.)

Когда есть два проводника, где находится?



$$\Delta \phi = f(n_1, n_2, \delta)$$

$$n\delta \gg kT \rightarrow n_2 = n_{02} \cdot e^{-\frac{W_2}{kT}}$$

$$n_2 = n_{02} \cdot e^{-\frac{W_2}{kT}}$$

$$\text{В равновесии} \rightarrow n_1 = n_2 \Rightarrow \frac{n_{01}}{n_{02}} = e^{-\frac{\Delta W}{kT}}$$

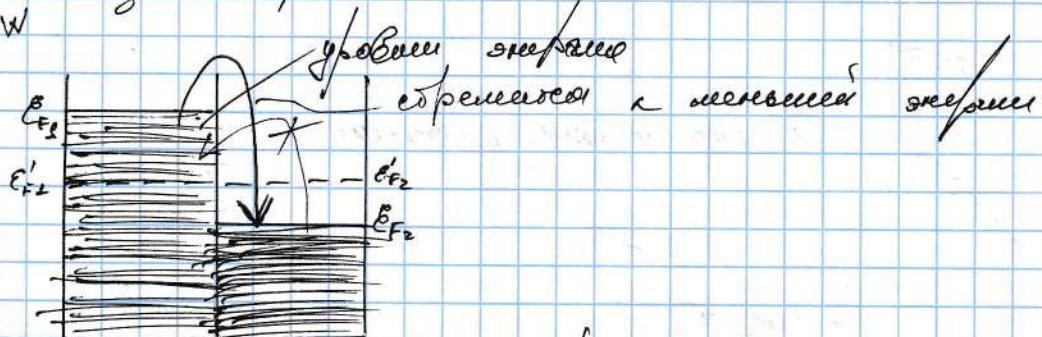
$$\Delta W = W_1 - W_2$$

$$W_1 = kT \cdot \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} \quad (\text{но неправо})$$

$$|\Delta W| = |e_1| \cdot |U_1|$$

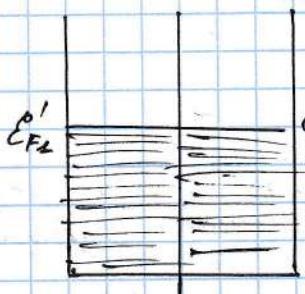
$$|U_1| = \frac{n\delta}{kT} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}$$

Если взять Zn, Cu  $\rightarrow U_1 \sim 10^{-2} \text{ В}$



для симметричного контакта двух проводников

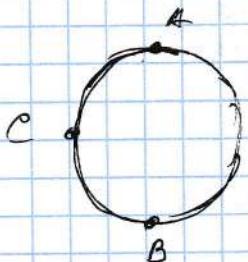
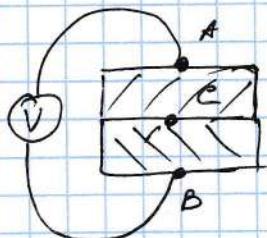
Соединение рабочих зон:



$$\begin{aligned} E_{F1}' &= E_{F1} + \epsilon_{F1} \\ E_{F2}' &= E_{F2} + \epsilon_{F2} \end{aligned}$$

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{F2} - \epsilon_{F1} = \frac{E_{F2} - E_{F1}}{e} > 0 \text{ (эв)}$$

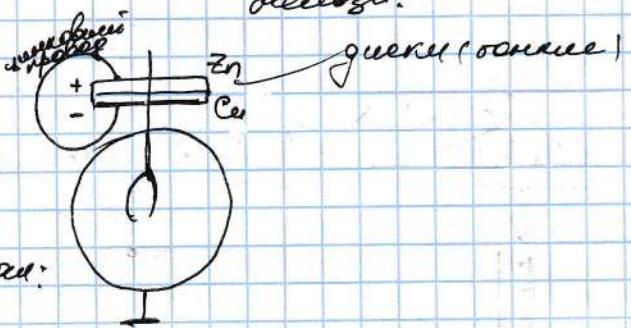
С поглощением зонами ядер / возникновением разности потенциалов в электродах  $\rightarrow$  из-за разных уровней Ферми.



$E_F \sim n^{3/2}$   
разн. концентрац.

$$\bar{V} = \varphi_A - \varphi_B = (\varphi_A - \varphi_C) + (\varphi_C - \varphi_B)$$

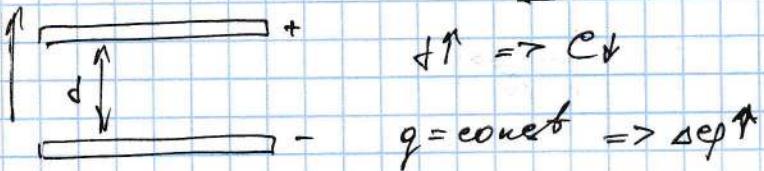
$\Rightarrow$  концентрация неизвестна



Одно Вольт:

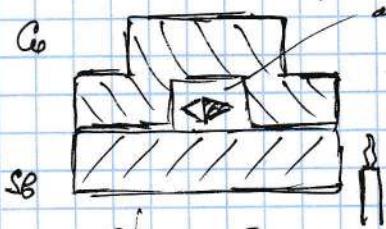
Диаграмма

Способом, создавая разность:



1) Принцип якорного (Якорного Зембеля). ~1822г.

Несимметричные разные материалы  $\rightarrow$  Sb, Cu  
несимметричные сплошные при наращивании материалов



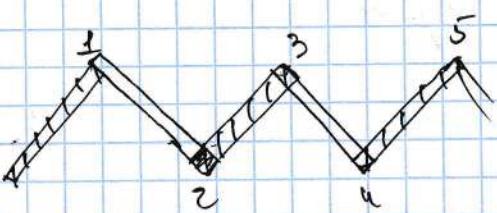
Если натягивать с другой стороны  
 $\Rightarrow$  несимметричный контакт становится более сильно сжатым.

Якорной способ:

$T_1 \Rightarrow$  наст. I (если  $\Delta\varphi$ )

Уровень Ферми зависит от T  $\rightarrow$  т.е. он сдвигается.

$$E_F = f(T)$$

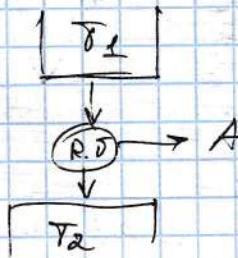


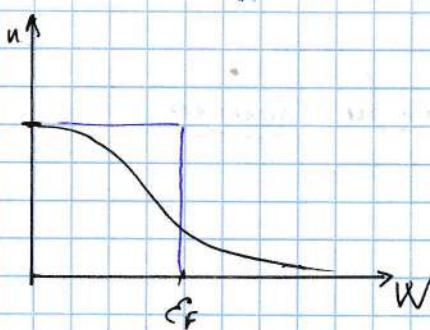
$T_2$  first каскад. конденсатор

$$T_3 > T_2$$

т.е. (на РОН.)

~ все генерирует разницу.



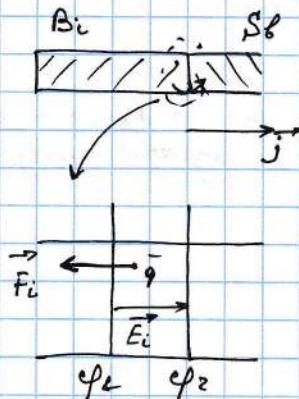


$$\hookrightarrow E_F = f(T)$$

2)  $T_2 > T_1 \Rightarrow$  германий (это диод, конденсатор, диод, а диоды и конденсаторы, это  $T_2 > T_1$ )

2) Диффузия Пироуга:

4.10.21.



$$Q_{\text{диф}} \sim J^2 > 0$$

$$Q_n \sim J \geq 0$$

$$\varphi_1 > \varphi_2 \quad \vec{F}_i$$

$$q < 0 \quad \vec{U}_e$$

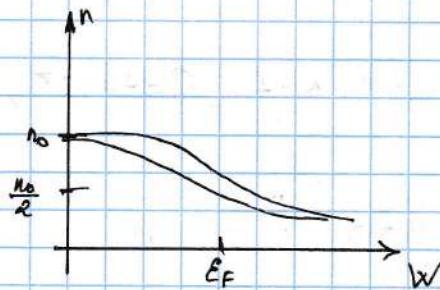
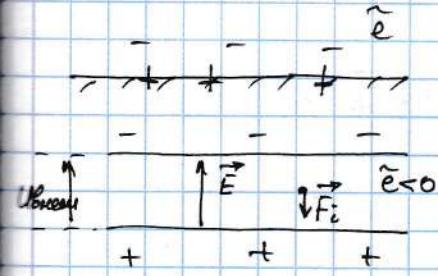
$$\vec{F}_i \uparrow \vec{U}_e \rightarrow W_n \uparrow \Rightarrow T \uparrow \text{свобода}$$

затвора сдвигается  
вправо.

$$\vec{U}_e$$

$$\vec{F}_i \uparrow \vec{U}_e \Rightarrow W_n \downarrow \Rightarrow T \downarrow \text{затвора сдвигается влево.}$$

Влияние концентрации носителей



$A_{\min} =$  максимальная площадь выхода (площадь для пред. Иониз.)

$$|\vec{e}| \cdot n_{\max} = A_{\min}$$

Максимальная в выходе.

$$q_1 \quad \vec{F}_{ex}$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_{ex}}{q_1}$$

$$q_1 \Rightarrow \vec{E} \Rightarrow \vec{F}_{ex}$$

$$\vec{I}_1 \downarrow \vec{I}_2$$

$$\vec{I}_1 \rightarrow \vec{B} \Rightarrow \vec{F}_{ex}$$

Следовательно максимальный выход

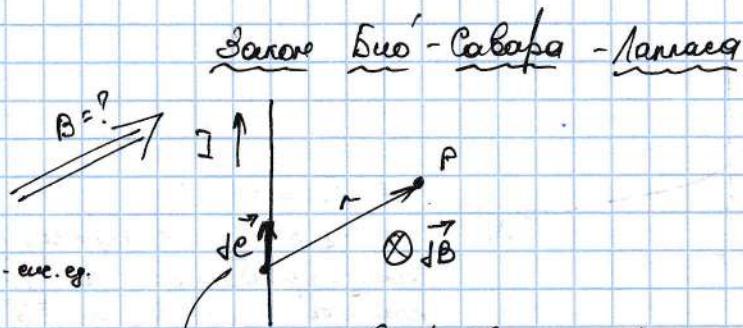
$$\vec{F} = f \cdot I_2 [\sqrt{\vec{e}}, \vec{B}_1]$$

$$I_2 \Rightarrow \vec{B}_2$$

$$\vec{d}\vec{e} \uparrow \uparrow \vec{j}_2$$

$$F = \begin{cases} \frac{I}{c}, & \text{SI} \\ \frac{1}{c}, & \text{CGSM} \end{cases}$$

единиц. един.



(п. с. этот вектор всегда имеет норм. курс. проф. оси)

! Для конца от тока  $\propto P$

$$|\vec{dB}| \sim I$$

$$|\vec{dB}| \sim \frac{P}{r^2}$$

$$|\vec{dB}| \sim \frac{I}{r^2}$$

$$\vec{dB} = \beta I \frac{(\vec{d}\vec{e} \times \vec{r})}{r^3}$$

Равнозначно  
в величине произведению

$$\beta = \begin{cases} \frac{\mu_0}{4\pi}, & \text{SI} \\ \frac{1}{c}, & \text{CGSE} \end{cases}$$

$\mu_0$  - магнитная постоянная.

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left[ \frac{N}{A} \right]$$

$$\vec{F} = \frac{\kappa_0 q_1 q_2}{r^2} \cdot \vec{r}, \quad \kappa = 1 \quad \text{CGSE}$$

$$[q] = [F \cdot r^2] = \text{эд. CGSE}_q$$

$$I = \frac{dq}{dt} = [I] = \text{эд. CGSE}_I$$

$$\text{CGS: } \beta = f \Rightarrow \beta = f = \frac{l}{c} \quad (\text{эд. } \kappa = 1 \quad \text{CGSE} \rightarrow \beta = f = \frac{l}{c})$$

Решающее

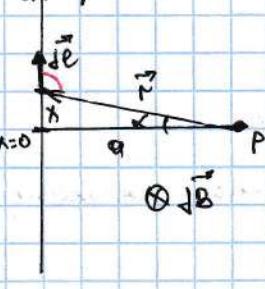
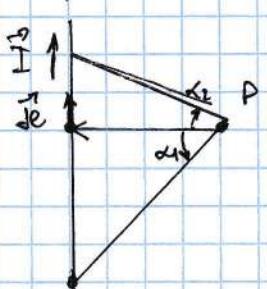
$$F_A = \beta F = \frac{I^2 l}{r}, \quad \text{SI}$$

$$\begin{array}{c} \uparrow \quad \downarrow \\ r \end{array} \quad \begin{array}{c} \uparrow \quad \downarrow \\ \text{— верх} \end{array} \quad F_A = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Н} \rightarrow I = 2 \text{ А}$$

$$f = 1 \rightarrow \beta = \frac{\mu_0}{4\pi}$$

Параллельные проводники  
имеют одинаковую

① Определение проводника



$$\begin{aligned} \vec{B} &= \beta \vec{dB} \\ |\vec{dB}| &= \beta I \frac{|(\vec{d}\vec{e} \times \vec{r})|}{r^3} = \frac{\beta I |d\vec{e}| \cdot r \sin(\vec{d}\vec{e}, \vec{r})}{r^3} = \\ &= \beta I \cdot \frac{d\vec{e} \cdot \cos \alpha}{r^2} = \beta I \cdot \frac{a \cdot \cos \alpha \cdot \cos^2 \alpha \cdot \cos \alpha}{a^2} = \\ &= \beta I \frac{\cos \alpha \cdot \cos^2 \alpha}{a} \end{aligned}$$

$$\sin(\vec{d}\vec{e}, \vec{r}) = \sin\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) = \cos\alpha$$

$$r = \frac{a}{\cos\alpha} ; \quad x = a \operatorname{tg}\alpha$$

$$dr = dx = \frac{a d\alpha}{\cos^2\alpha}$$

$$B = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\beta I}{a} \cos\alpha d\alpha = \frac{\beta I}{a} \sin\alpha \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} = \frac{\beta I}{a} (\sin\alpha_2 - \sin\alpha_1)$$

? а) дифференциал:

$$\boxed{B_{\text{диф}} = \frac{\partial B I}{a}}$$

$$\alpha_2 = \frac{\pi}{2}, \quad \alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$$

б) полнодифференциал, т.е. Решение для конечного полнодифференциала:  $\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$   
 $\alpha_1 = 0$

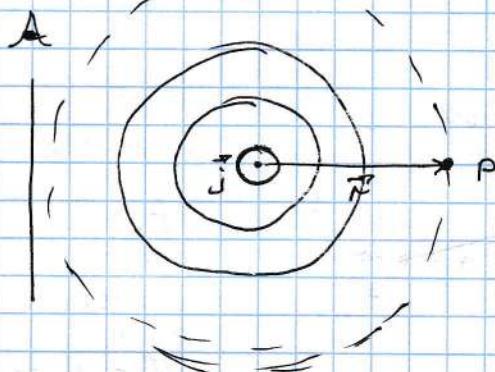
$$B = \frac{\beta I}{a}$$

$$\begin{array}{c} \uparrow \\ | \\ P \end{array}$$

$$\vec{E} \uparrow \uparrow \vec{F}_{\text{окн}}$$

$$\vec{B} \perp \vec{F}_A$$

Линии поля  $B$  проходят параллельно прямой с точкой  $P$

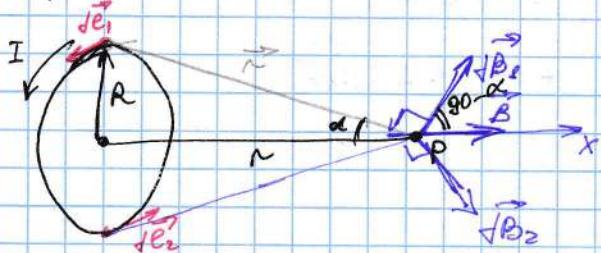


$$B \uparrow \uparrow [\vec{d}\vec{e}, \vec{r}]$$

Определим радиус  $R$ , который в конечной точке совпадает по направлению с вектором  $B$ , называемым сопутствующим (условием)

- Линия поля  $B$  всегда замкнута - это означает, что  $E$  (из-за  $\nabla \times E = 0$ ) не может существовать.

Пример: линии с токами (Видоизг.)



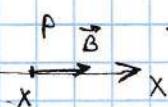
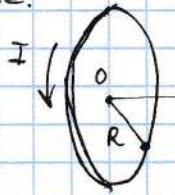
$$\sin\alpha = \frac{R}{(x^2 + R^2)^{1/2}}$$

$$\begin{aligned} & \vec{d}\vec{e} \perp \vec{r} \\ & |\vec{B}| = \beta I \frac{dI}{r^{3/2}} N \end{aligned}$$

$$B = B_x = \int \beta I \cdot \frac{dI}{r^{3/2}} \sin\alpha =$$

$$= \frac{\beta I 2\pi R^2}{(x^2 + R^2)^{3/2}}$$

8.10.22.



$$\beta = \mu_0 \cdot 2I \frac{\pi R^2}{(x^2 + R^2)^{3/2}}$$

$$1) x=0 \rightarrow B(x=0) = \beta \cdot \frac{2\pi I}{R}$$

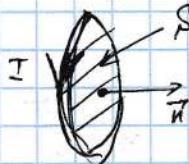
$$2) x \gg R \rightarrow B(x \rightarrow \infty) = \beta \cdot \frac{2\pi I R^2}{x^3} \sim \frac{1}{x^3} \Rightarrow \text{Близок к гауссову - закону для магнитного диполя}$$

$$\vec{P}_M = \int I S \vec{n}$$

↙ *нормаль бисектрисы*

$|n| = 3$  - дипольный закономерный коэффициент.

$\vec{n}$  - unit., но не единичную единицу с током I.



$$\vec{B} = \beta F \cdot 2 \frac{\vec{P}_M}{x^3}$$

Несколько вспомог:

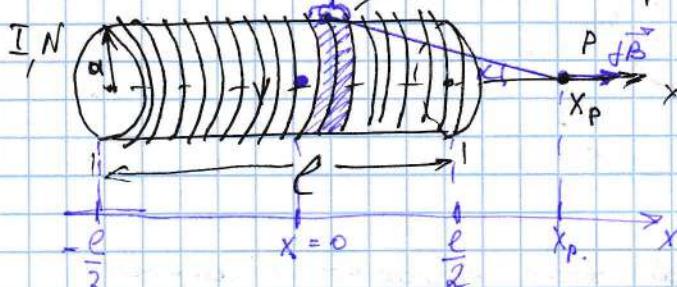


$$\rightarrow \vec{B} = \frac{\beta}{F} \cdot 2N \frac{\vec{P}_M}{x^3}$$

, но не засчитано

3. Магнитное поле катушки:

бесконечное, но конечное непрерывное.



$$B_p = ?$$

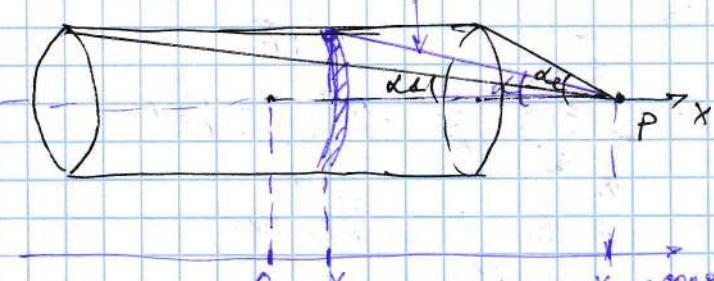
Всёядерный  $\sigma$  в центре погружён.

$$\delta B = \beta \cdot 2\pi I \frac{a^2}{r^3} \cdot \delta N$$

Среднее значение параметра  $n = \frac{N}{l}$  ~ количество витков

$$\Rightarrow \delta N = n \delta x$$

$$r = \frac{a}{\sin \alpha}$$



$$x_p - x = a \operatorname{tg} \alpha$$

$$+ dx = a \cdot \frac{dx}{\sin^2 \alpha}$$

$$x_p = \text{const}$$

$$\delta B = \beta \cdot 2\pi I \cdot \frac{a^2}{r^3} \cdot \delta N = \beta \cdot 2\pi I \cdot \frac{a^2 \sin^3 \alpha n \cdot a \operatorname{tg} \alpha}{a^3 \cdot \sin^2 \alpha} = \beta \cdot 2\pi n I \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha$$

$$d\alpha$$

$$B = \int_{x_p}^{x_p+dx} \beta \cdot 2\pi n I \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha = \beta \cdot 2\pi n I (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)$$

$$\cos \alpha_1 = \frac{x_p + \frac{e}{2}}{\sqrt{(x_p + \frac{e}{2})^2 + a^2}}, \quad ; \quad \cos \alpha_2 = \frac{x_p - \frac{e}{2}}{\sqrt{(x_p - \frac{e}{2})^2 + a^2}}$$

$l >> a$

1)  $x_p = 0$

$\ell \rightarrow \infty$  (условие, при котором есть близкое)  $\rightarrow \alpha_1 \rightarrow 0 \Rightarrow \cos \alpha_1 = 1$ .  
 $\alpha_2 \rightarrow \pi \Rightarrow \cos \alpha_2 = -1$

$$\Rightarrow \boxed{B = \beta \cdot \text{Zon I}}$$

~ маленькое поле на оси близкого симметрического.

2)  $x_p = \frac{e}{2}$   $\Rightarrow \alpha_1 \rightarrow 0 \Rightarrow \cos \alpha_1 = 1$   
 $\alpha_2 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \cos \alpha_2 = 0$

$$\Rightarrow B = \beta \cdot \text{Zon I}$$

3)   
 $z = x_p - \frac{e}{2}$

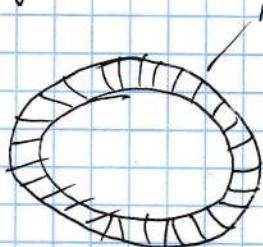
$$\alpha_1 \rightarrow 0 \Rightarrow \cos \alpha_1 = 1$$

$$\cos \alpha_2 = \frac{x_p - \frac{e}{2}}{\sqrt{(x_p - \frac{e}{2})^2 + a^2}} = \frac{z}{\sqrt{z^2 + a^2}}$$

Будем считать, что  $a \ll z$  (одно из условий):  $\cos \alpha_2 = \frac{z}{\sqrt{z^2 + (\frac{e}{2})^2}} \approx \frac{z}{z} = 1$   
 $\approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{a^2}{z^2}$

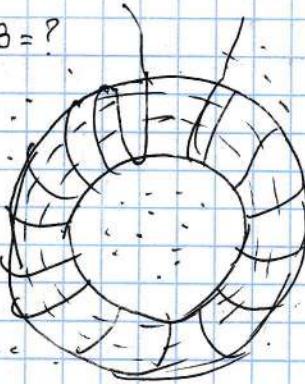
$$B \approx \beta \cdot \text{Zon I} \left( 1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{a^2}{z^2} \right) = \beta \text{Zon I} \frac{a^2}{z^2}$$

4. Тороид (спираль)



направление

$B = ?$



## Магнитное поле обтекаемых токов.

### 5. Обтекаемые токи

Линии тока - это линии, направление тока по ним  $\vec{j}$



$$\vec{n} \parallel \vec{j}$$

$$I = j \Delta S_2$$

$$dB = \beta I \frac{[d\vec{r}, \vec{r}]}{r^3} = \beta \Delta S_2 \frac{[j d\vec{r}, \vec{r}]}{r^3} =$$

$$d\vec{r} \uparrow \uparrow \vec{j}$$

$$= \beta (\Delta S_2 \cdot d\vec{r}) \cdot \frac{[j, \vec{r}]}{r^3} = \beta dV \cdot \frac{[j, \vec{r}]}{r^3}$$

$$\boxed{dB = \beta \frac{[j, \vec{r}]}{r^3} dV}$$

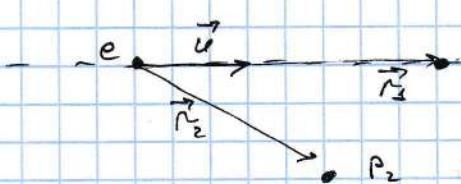
- магнитное поле при обтекании тока.

### 6. Магнитное поле однородного движущегося заряда.

$$\vec{j} = e n \vec{u}$$

$$dB = \beta \cdot \frac{[e \vec{j}, \vec{r}]}{r^3} dV = \beta e n \vec{u} \frac{[\vec{u}, \vec{r}]}{r^3} dV = \beta \cdot e \sqrt{N} [\vec{u}, \vec{r}] \cdot \frac{1}{r^3}$$

$$\underbrace{B_2}_{\sim} = \frac{\partial B}{\partial N} = \beta \cdot e \frac{[\vec{u}, \vec{r}]}{r^3} \quad (\text{один заряд})$$



$$N = \sqrt{V}$$

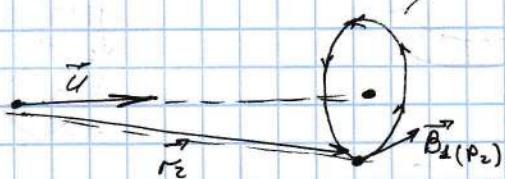
$$[\vec{u}, \vec{r}]$$

$$P_2: \vec{u} \parallel \vec{r}_3 \Rightarrow B_2 = 0$$

$$P_2: B_2 \sim \frac{1}{r^2}$$

направление  $\vec{B}$

Магнитное поле создано только движущимся зарядом.



Основное уравнение магнитостатического поля в вакууме.

Дифференциальное поле

Массовое поле

$$1) \oint E d\ell = 0$$

$$2) \stackrel{(R)}{\oint} E d\ell + S = \kappa \cdot 4\pi Q_{int}$$

$$1) \oint B_c d\ell = ?$$

(+0 зеркало)

$$2) \stackrel{(R)}{\oint} B d\ell + S = 0$$

(3)

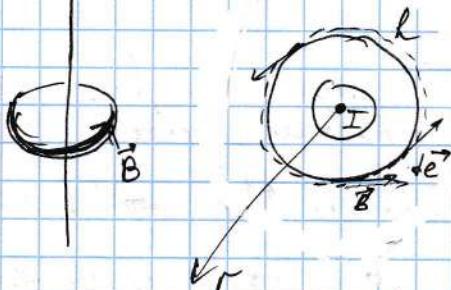
$$d\Phi_B = (\vec{B}, \vec{n}) dS = B_n dS$$

$$\rightarrow \boxed{\oint_{(S)} B_n dS = 0} - \text{Безъя}$$

Доказательство закономерности

$$B_e = (\vec{B}, \vec{de}) = B \cdot de \cdot \cos(\vec{B}, \vec{de})$$

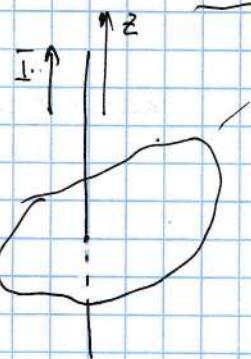
Баг схемы



$$de \perp \vec{B} \Rightarrow B_e = B = B \cdot \frac{\partial I}{r}$$

$$\oint B_e de = \oint B dl = B \oint de = B \cdot 2\pi r = B \cdot 2\pi r = B I \cdot 4\pi$$

$$\underbrace{\oint B_e de = B \cdot 4\pi I}_{(R)}$$



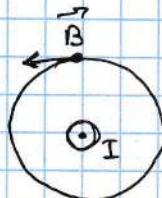
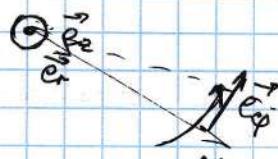
Применение обобщенной формулы

Задача  $\oint B_e de = ?$

Числовой пример для цилиндрического с.к.:  $\{z, r, \varphi\}$

$$de = dr_z \vec{e}_z + dl_r \vec{e}_r + dl_\varphi \vec{e}_\varphi$$

$$\vec{B} = B_{ep} \cdot \vec{e}_{ep}$$

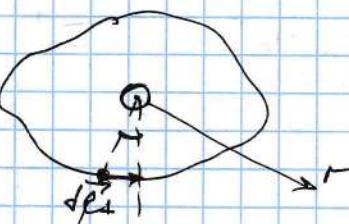


$$B_e \cdot de = (\vec{B}, \vec{de}) = B \cdot dl_\varphi = B \cdot d\varphi = Br \cdot dep$$

Баг схемы (напр. кольцо в пространстве):

$$de_1 \perp \vec{e}_z$$

$$dl_\varphi = r dep$$

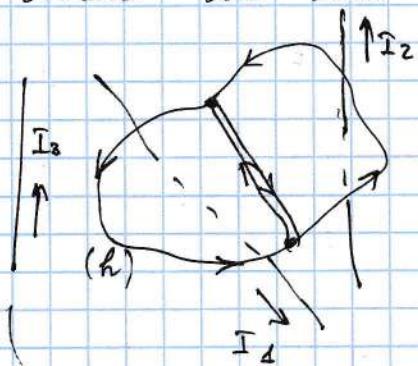


$$\underbrace{\oint B_e de}_{(R)} = \underbrace{\oint B r dep}_{(R)} = \underbrace{\oint B \cdot \frac{2\pi}{r} \cdot r dep}_{(R)} = B I \cdot 4\pi 'dep'$$

$$\oint B d\ell = \beta \cdot 4\pi I$$

(R)

Момент док. тока и бирюзовый вектор:



~ т.е. разделяется конгруэнт, для каждого дока и ненулевое значение о циркуляции.

Чтобы разное направление тока в → ненулевое значение тока, так антибирауманского условия

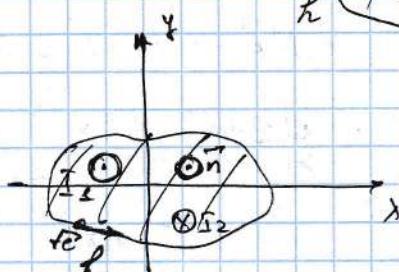
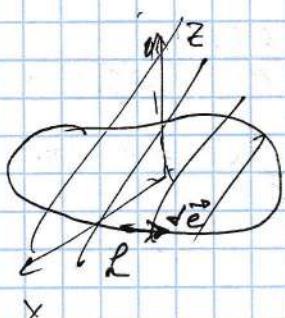
$$\Rightarrow \oint B d\ell = \beta \cdot 4\pi I_{\text{sum}}$$

(h)

Быстро в центре все гаёт

Плюсовой момент доказан!

Всё симметрия, между тем токи проинтегрированы по поверхности



т.е. симметрия с нормальным направлением векторов

$$\text{Если } j_2 \uparrow \uparrow n \Rightarrow I_2 > 0$$

$$\vec{j}_2 \uparrow \downarrow \vec{n} \Rightarrow I_2 < 0$$

$$I = \iint_S j_n dS$$

(S)

Формула:

$$\oint B d\ell = \beta \cdot 4\pi \iint_S j_n dS$$

(R)

(окончательно)

т.о. циркуляция  $\vec{B}$

максимальна, если на конурах

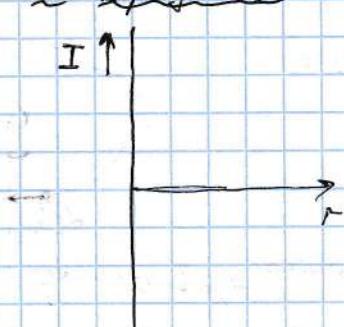
$$\oint B_n dS = 0$$

(S)

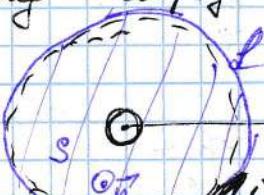
Максимальное значение - неизменяется!

Применение принципа симметрии к циркуляции  $\vec{B}$ .

③ Проверка с зонами:  
(декарт. плоскости)



Направление:



направление  $\vec{B}$  (из симметрии)

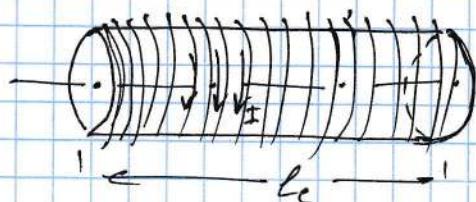
$B_e = \text{const}$  на  $h$

$$\oint_{(L)} B_e d\ell = B_e \oint_{(L)} dl = 2\pi r \cdot B_e = \beta \cdot 4\pi I$$

$\oint$  - маковая интеграл

$$\Rightarrow B_e = \beta \cdot \frac{I}{r} > 0$$

② Маковское поле прямого, беск. длинного сolenoida:  
(они же узлы)



$$n = \frac{N}{l_c} \quad (\text{число} \text{ } \text{нитей})$$

Но для соленоида:

$$B_0 = \beta \cdot 4\pi I n$$

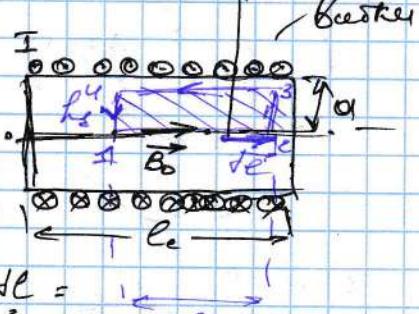
Маковское разрешение соленоида показано:

$$1) r < a \quad (\text{в области})$$

$$2) r > a \quad (\text{в области})$$

$B(r) = ?$  Контур для интегрирования - прямогольник

$$1) \oint_{(hs)} B_e d\ell = \int_{-L}^L B_0 d\ell + \int_{(23)} B_{23e} d\ell + \int_{(34)} B_{e(r)} d\ell + \int_{(41)} B_{41e} d\ell = \\ = B_0 \cdot L + B_e(r) \cdot L = \beta \cdot 4\pi \cdot 0$$



Быстро соленоид  
 $B_0$  в 2-3, 4-1

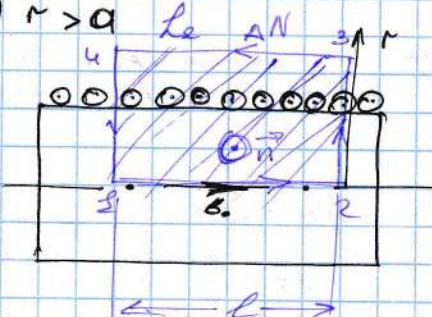
$$\Rightarrow B_e(r) = -B_0$$

$$\Rightarrow \frac{\vec{B}(r)}{B_0}$$

$$r < a$$

$\Rightarrow$  поле  $\vec{B}$  соленоида однородное.

2)



$$\oint_{(Lc)} B_e d\ell = \int_{(12)} B_0 d\ell + \int_{(23)} B_{23e} d\ell + \int_{(34)} B_{e(r)} d\ell + \int_{(41)} B_{41e} d\ell = 0$$

$$= \beta \cdot 4\pi n I \cdot L + B_e(r) \cdot L =$$

$$= \beta \cdot 4\pi \cdot I \cdot \frac{\Delta N}{n L}$$

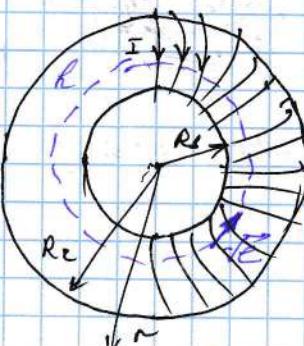
$$\Delta N = n \cdot L$$

$$\Rightarrow B_e(r) = 0$$

③ Маковское поле тора.

$$I, R_1, R_2, N$$

$\vec{B}$  - поле тора - оп. из соленоида.



$$\oint \underline{B} d\underline{l} = B_e(r) \cdot 2\pi r = B_e(r) \cdot 2\pi r$$

(2) const      (3)

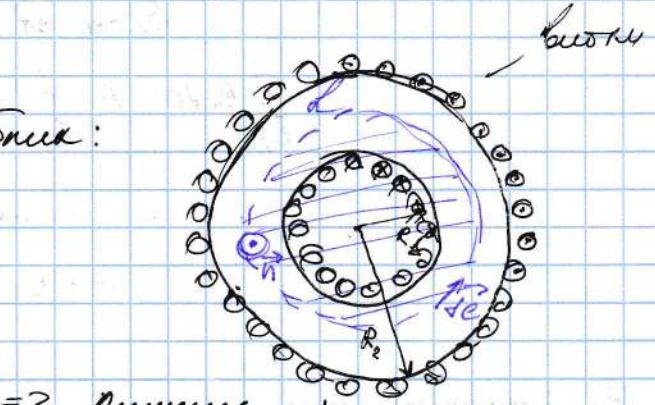
~~Максимальное поле в середине дырки:~~

1)  $R_1 < r < R_2$ :  $\bar{I}_{\Sigma \text{int}} = -I \cdot N$

$$\Rightarrow B_e(r) \cdot 2\pi r = -\beta \cdot 4\pi I \cdot N$$

$$B_e(r) = -\beta \cdot \frac{2IN}{r}$$

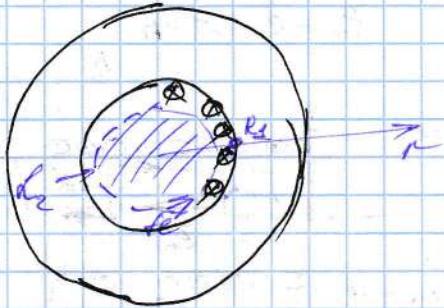
$$B \sim \frac{1}{r}$$



⇒ Максимум поля  $B$  - при  $r = \frac{R_1 + R_2}{2}$ , направление  $\vec{B}$

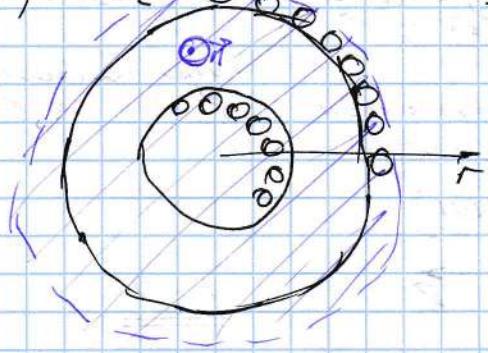
2)  $r < R_1$ ;  $\bar{I}_{\Sigma \text{int}} = 0$

$$\Rightarrow B(r) = 0$$

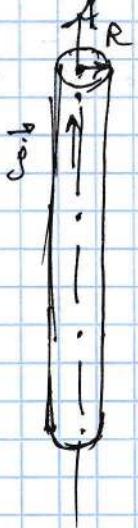


3)  $r > R_2$ ;  $\bar{I}_{\Sigma \text{int}} = NI - NI = 0$

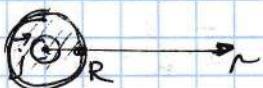
$$\Rightarrow B(r) = 0 \quad (r < R_1, r > R_2)$$



④ Максимальное поле в центральном секторе ( $j$  из бесконечности)



Беск. схемы



Изображено, что концентрическими сечениями сечение проводника - плоское.



$$\oint \underline{B} d\underline{l} = B_e \cdot 2\pi r =$$

(2)  $= \text{const}$

$$= \beta \cdot 4\pi \iint j_n dS =$$

(3)  $\vec{j} = \text{const}$

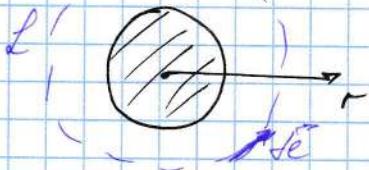
$$= \beta \cdot 4\pi \cdot j \cdot \iint dS = \beta \cdot 4\pi j \cdot \pi r^2$$

(4)

$$\Rightarrow B_e = \beta \cdot 2\pi j r \quad (r < R)$$

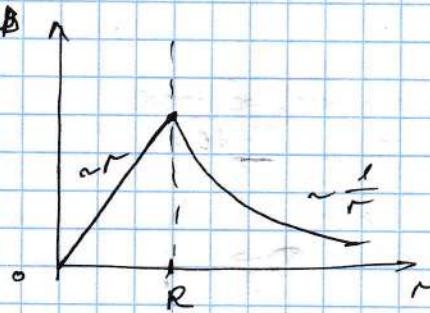
Во внешней области:

$$B_0 \cdot d\sigma r = \beta \cdot 4\pi j \cdot \pi R^2$$



$$B_0(r) = \beta \cdot 4\pi j \cdot \frac{R^2}{r} = \beta \cdot \frac{I}{r}$$

$$\pi R^2 = S_0 \\ j \cdot S_0 = I$$

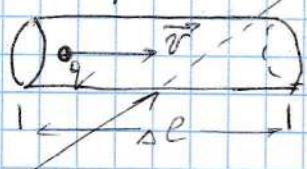


15. 10. 29

Рассмотрим в однородной среде,  
действующее на проводник с  
током Бо внешнее магнитное  
поле.

Задача Ампер

$$\vec{F}_n = f q [\vec{v}, \vec{B}]$$



$\Delta N$  число ячеек

$$\vec{F}_z = \sum_{i=1}^{\Delta N} \vec{F}_n = \vec{F}_n \cdot \Delta N$$

$$\Delta N = n \cdot \Delta V = n \cdot \Delta S \cdot (из S - максимального сечения)$$

$$\Rightarrow \vec{F}_z = f q n \Delta S [\vec{v}, \vec{B}] = f S \cdot \vec{v} [\vec{j}, \vec{B}] = f \vec{j} S [\vec{\alpha e}, \vec{B}]$$

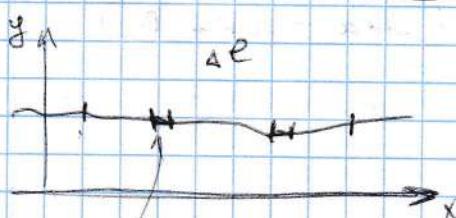
$$\vec{j} = q n \vec{v}; \quad \vec{j} \uparrow \vec{\alpha e}$$

$$\underbrace{0 \rightarrow \vec{j}}_{\Delta e}$$

$$\Rightarrow \vec{F}_z = f I [\vec{\alpha e}, \vec{B}]$$

$$\boxed{\vec{F}_A = f I [\vec{\alpha e}, \vec{B}]}$$

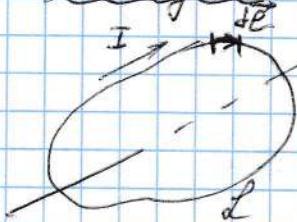
$\Delta e$  - максимальная ширина,  
базисно одной, единой ячейки,  
также Б одинаков в всех ячейках.



$$\vec{B} = \vec{B}(x, y)$$

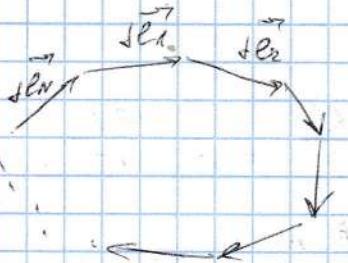
изменение ячейки,  
из B = const,

2. Проводящий кольцо

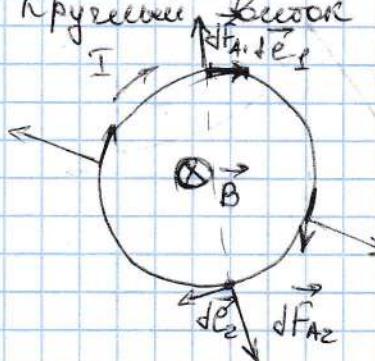


Базисно! B-одногр.

$$\vec{F}_A = f I [\vec{\alpha e}, \vec{B}] = f I [\underbrace{\vec{\alpha e}}_{=0}, \vec{B}] = 0$$



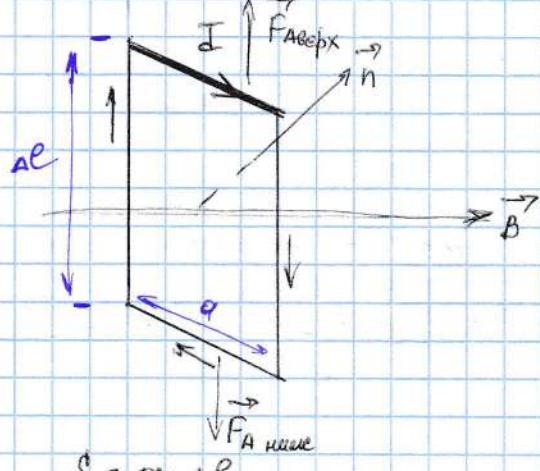
Рычажный механизм



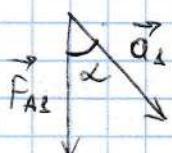
$$\sqrt{F_{A2}^2 + F_{D2}^2} = \sqrt{F_{A2}^2} \quad (\text{но неправильно})$$

Следует учитывать параллельные нагрузки (если  $\vec{B}$  в косой плоскости параллелен плоскости)

$$\text{но } \vec{F}_A = 0$$



$$S = \alpha \cdot \Delta e$$



Заданный угол

Несколько углов

Будет складываться

$$\vec{F}_A = f I [\Delta e, \vec{B}]$$

$$\vec{F}_{A2} + \vec{F}_{A2} = 0$$

$$\vec{M}_2 = [\vec{\alpha}_2, \vec{F}_{A2}] = [\vec{\theta}_2, f I [\Delta e, \vec{B}]]$$

$$\vec{M}_2 = [\vec{\alpha}_2, \vec{F}_{A2}]$$

$$|\vec{M}_2| = |\vec{M}_2|$$

$$\vec{M} = \vec{M}_2 + \vec{M}_2 = d \vec{M}_2 \quad ; \quad \alpha_2 = \frac{\alpha}{2}$$

$$M = d \Delta e - 2 \alpha_2 F_{A2} \cdot \sin \alpha = f \alpha \Delta e \cdot B \sin \alpha$$

$$\Rightarrow M = f I S B \sin \alpha = p_m B \sin \alpha = |[\vec{p}_m, \vec{B}]|$$

$\vec{p}_m = f I S \vec{n}$  (искусственный генератор момента)

$$\boxed{\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}]}$$

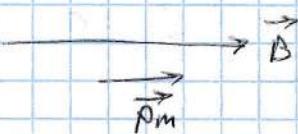
В энергетическом генераторе:

$$E_{gen} \sim \frac{1}{X^3}$$

$$\vec{M}_n = [\vec{p}_e, \vec{B}]$$

$$B_{gen} \sim \frac{1}{X^3}$$

$$\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}]$$



$$\vec{p}_m \parallel \vec{B}$$

$$\Rightarrow \vec{M} = 0 \quad \text{недопустимо.}$$

Часть

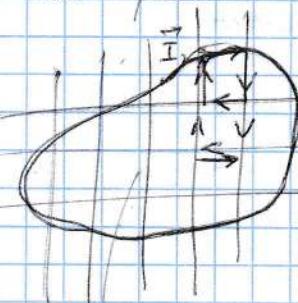
$\vec{B}$

в такое положение не удастся

$\vec{P_m}$

Если  $I = \text{const}$

не приводится, то можно ( $\propto \vec{B} = \text{const}$ )



разбивающее магнитное поле изображено  
расположенное перпендикулярно к плоскости

$\Rightarrow$  Примечание результат одинаков

Выходы приведены  
также не будет

Собственно-формное вспомогательное поле.

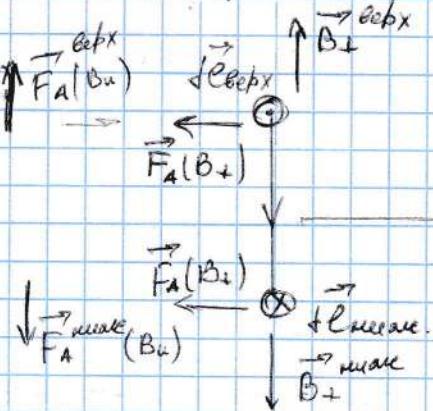
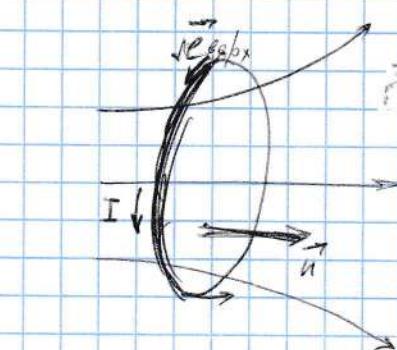
Поле собственное, если все производные  
относительно координат  $R$  выше неявно считают незначительными.

$$\vec{B} = \vec{B}(x, z)$$

в данной форме.

$$\left| \frac{\partial B}{\partial x} \right| \cdot R \ll B$$

$$\left| \frac{\partial B}{\partial z} \right| \cdot R \ll B$$



$$\vec{F}_A = f I [ \vec{r}, \vec{B} ]$$

$$\vec{B} = \vec{B}_n + \vec{B}_t$$

$$\vec{F}_{A\Sigma} \neq 0$$

Равновесие не может  
существовать в более сильном  
поле.

Что будет если  $I$  вдругально  
изменяется?  $\rightarrow$  выталкивается из более  
сильного поля.

Если

$$\begin{matrix} \vec{n} \uparrow \uparrow \vec{B} \\ \vec{n} \uparrow \downarrow \vec{B} \end{matrix}$$

$\rightarrow$  Равновесие существует в более сильном поле.  
 $\rightarrow$  выталкивается.

$$\boxed{\vec{F}_{A\Sigma} = \vec{P}_m \frac{\partial \vec{B}}{\partial z}}$$

~ без упр-я.

Пондеромоторное взаимодействие проводников в зоне.

макроскопическое взаимодействие.

Тяготенциальное поле  $\leftrightarrow$  макроскопическое поле.

Два проводника пребывают,

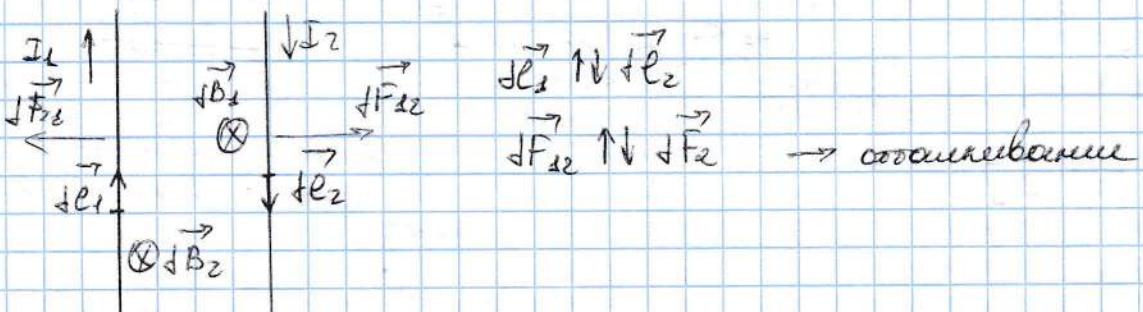
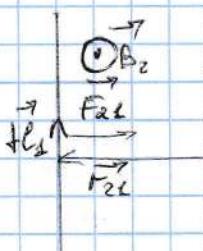
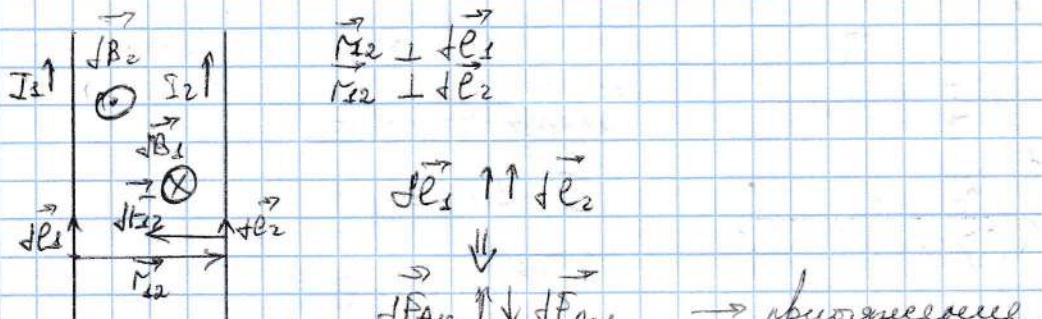
Магнитное поле  $I_1$  создает  $B_1 \rightarrow F_{A12}$   
ибо  $I_2 \rightarrow B_2 \rightarrow F_{A21}$

$$\sqrt{B_{12}} = \frac{\beta I_1 [\vec{J}_{L1}, \vec{M}_{12}]}{r_{12}^3}$$

$$dF_{A12} = f I_1 [\vec{J}_{L2}, \vec{J}_{B1}] = f \beta I_1 I_2 \frac{[\vec{J}_{L1}, [\vec{J}_{L2}, \vec{M}_{12}]]}{r_{12}^3}$$

$$dF_{A21} = f \beta I_1 I_2 \frac{[\vec{J}_{L1}, [\vec{J}_{L2}, \vec{M}_{21}]]}{r_{12}^3} \quad |\vec{F}_{12}| = |\vec{F}_{21}|$$

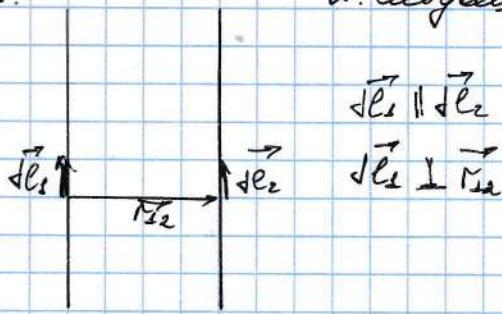
1. Схемы:



18.10.21.

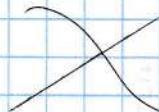
## 2. Секция

②

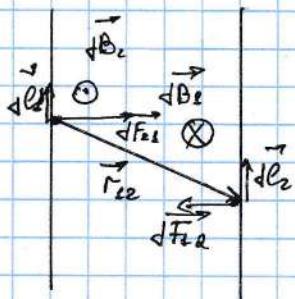


$$\vec{dL}_1 \parallel \vec{dL}_2$$

$$\vec{dL}_1 \perp \vec{M}_2$$



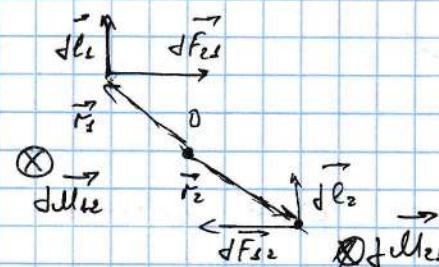
②



$$\vec{dL}_2 \parallel \vec{dL}_1$$

$$\vec{r}_{22} \not\parallel \vec{dL}_2$$

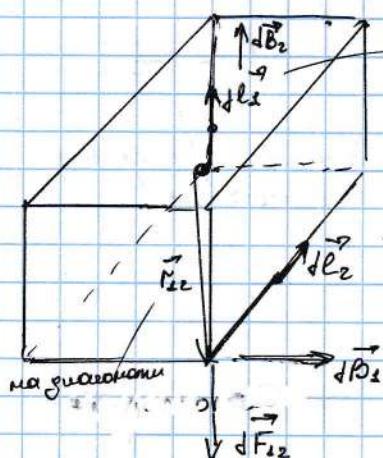
$$\vec{dF}_{22} = -\vec{dF}_{12}$$



$$\vec{dM}_{22} = [\vec{r}_2, \vec{dF}_{22}]$$

$$\vec{dM}_{12} = [\vec{r}_2, \vec{dF}_{12}]$$

$$\vec{dM} = \vec{dM}_{22} + \vec{dM}_{12} = 2\vec{dM}_{22} \neq 0$$

③  $dL_2 = dL_1$  (сравнение)

Действие зеркально симметрично.

$$\vec{dF}_{22} = f I_2 [\vec{dL}_2; \vec{dB}_2]$$

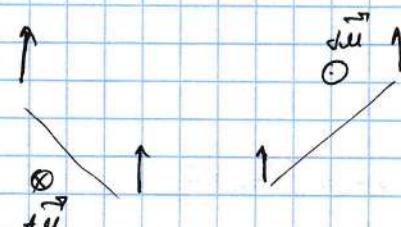
$$\vec{dB}_2 \parallel \vec{dL}_2 \Rightarrow \vec{dF}_{22} = 0 !$$

Но зеркально действует, на другой - нет.  
→ Наружная IV зона Максвелла!

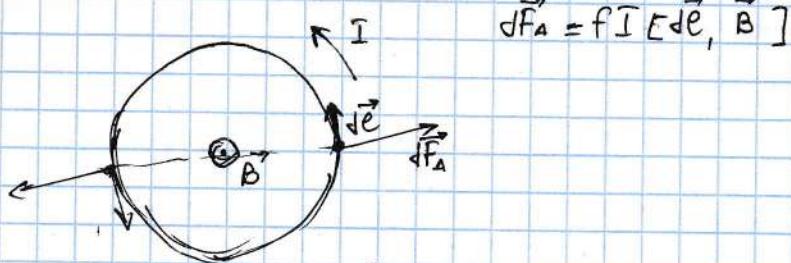
Но так - можно залить только на заднюю стенку!

Нужно рассмотреть все случаи!  
Всё прошлое учитывается по всем экспериментам  
закон! Поэтому → наружные зарядаются.

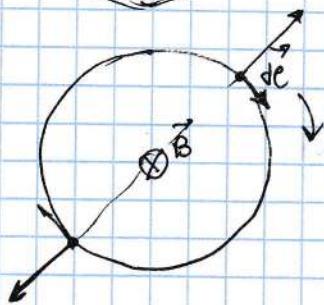
Пример применения  
3-ая зона.  
(самодельное зона)



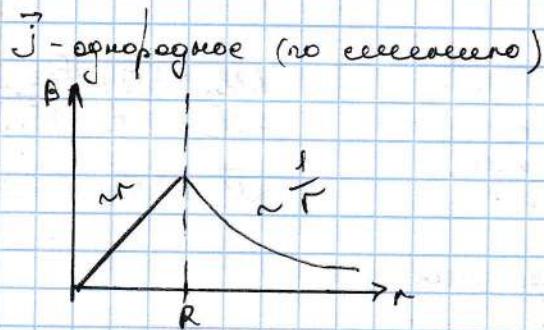
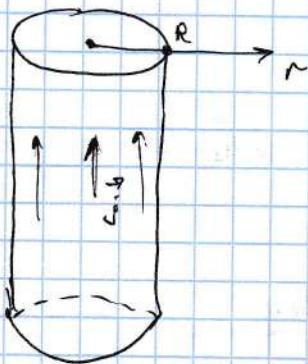
① Блок с зонами



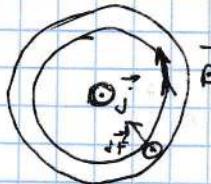
$$d\vec{F}_A = f I [d\vec{e}, \vec{B}]$$



## ② Пинч-зарядка (pinch - сжатие)



Следует:



$$\vec{J} \uparrow \uparrow \vec{B}$$

$\Rightarrow$  Канал сжимается сжимается!

$$\begin{aligned} dF &\sim B \sim I \\ dF &\sim I \end{aligned} \quad \Rightarrow dF \sim I^2$$

$$I \sim 10^5 - 10^6 A \quad (\text{где канал узкий})$$

$$\vec{F}_A = N \vec{F}_n$$

$$\vec{F}_n = f g [d\vec{v}, \vec{B}] \quad ; \quad \vec{F}_n \perp \vec{v} \Rightarrow A_n = 0, \text{ получается } A_{F_A} = 0,$$

но! это же не так.  
в паралл.

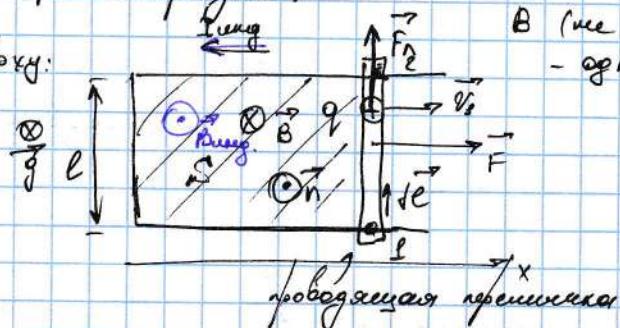
$\sim$  Множество оказывается не стационарным!

Множество, чтобы превратить в него можно добавить.

Изменение электромагнитного поля  
издукционное  
Закон Faraday.

Сила Ампера (Faraday)

Будущее:



$B$  (не базисно для изм.) -  
- однородное ( $B = \text{const}$ )

$v_1$  - это же временная.

$$\vec{F}_1 = f q [\vec{v}, \vec{B}]$$

~ сила зеркальная  
но перенесена.

$\Rightarrow$  Возникает  $E$  (издукцион.)  $F_1$  - со стороны сила в отталкивание  
с магнитом.

$$E_{\text{некр.}} = \frac{\vec{F}_1}{q} = f [\vec{v}, \vec{B}] ; \quad E = \int E_{\text{некр.}} dC = \int f v B dC = f v B C$$

$$v_s = \text{const} t = \frac{dx}{dt}$$

$$E_{\text{некр.}} = f v B C = f B l \frac{dx}{dt} \equiv f \frac{d(Bs)}{dt} =$$

$$= f \cdot \left| \frac{d\Phi}{dt} \right|$$

$$S = l x$$

$$d\Phi = B_n dS = (\vec{B}, \vec{n}) dS$$

$$\Rightarrow E_{\text{некр.}} = f \left| \frac{d\Phi}{dt} \right|$$

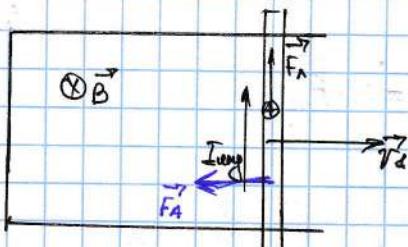
$$\vec{B} \nparallel \vec{v} \Rightarrow \Phi < 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\text{некр.}} = -f \frac{d\Phi}{dt} \end{array} \right.$$

~ 3-я Faraday.

Правило Ленца: направление индуцированного тока (издукционно) такое, что индукционный ток всегда направляет так, чтобы создаваемое магнитное поле тормозило возникшее магнитное поле.

Индукционный закон:



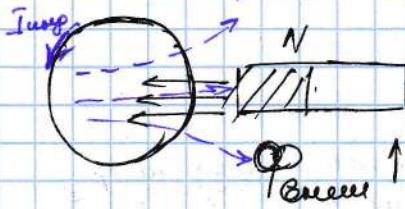
$$\text{Возникнет } \vec{F}_A = f I_{\text{некр.}} [\vec{l}, \vec{B}]$$

$\vec{F}_A \nparallel \vec{v}$  - тормозит

Закон Ленца: зеркальная временная на ток в переноске.

~ магнитный прилив к движущемуся телу всему.

Движение.



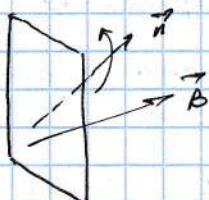
Быстро сдвигается

1) Магнитное поле  $F_B$

Сила гравитации равна нулю

- 2) Давление, сопротивление, но сопротивление с противоположной стороны  $\frac{qV}{B}$ .  
то есть не  $\frac{qV}{B}$ .

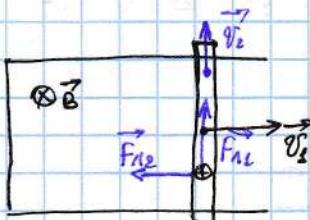
22.10.81.



$$B_n(t) \rightarrow \Phi(t) \rightarrow E_{\text{инд}} = -f \frac{d\Phi}{dt}$$

Инерционное движение  
или движение с торможением.

⊗



$$\vec{F}_{1x} = f q [\vec{v}_1, \vec{B}] \Rightarrow \vec{v}_1 \neq 0$$

$$\vec{F}_{1z} = f q [\vec{v}_2, \vec{B}]$$

Удобнее считать мощность:  $P = \frac{\Delta E}{\Delta t}$

$$\vec{F}_z = \vec{F}_{1x} + \vec{F}_{2x} ; \vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$$

$$P = \frac{\Delta E}{\Delta t} = (\vec{F}_z, \vec{v}) = (\vec{F}_{1x} + \vec{F}_{2x}, \vec{v}_1 + \vec{v}_2) = (\underbrace{\vec{F}_{1x}, \vec{v}_1}_{=0}) + (\underbrace{\vec{F}_{1x}, \vec{v}_2}_{>0}) + (\underbrace{\vec{F}_{2x}, \vec{v}_1}_{<0}) + (\underbrace{\vec{F}_{2x}, \vec{v}_2}_{=0})$$

$$+ (\underbrace{\vec{F}_{1x}, \vec{v}_2}_{=0}) = f q (v_1 B v_2 - v_2 B v_1) = 0$$

Радиус совершает то же самое первое движение!

Движение. зеркально

Симметрическое (парное) совер. радиуса.

Движение.

Радиус.

Движение. зеркально

Симметрическое первое движение.

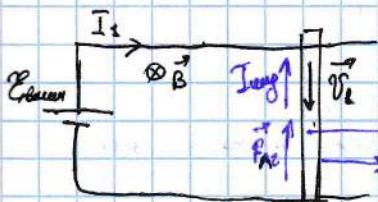
Энергетическое

$\vec{F}_A (= \text{акт. гравитации})$

Энергия ( $\vec{F}_{1x}$ )  $\rightarrow$  определяется.

Равнение. (исходящее)

Гидродинамическое сопротивление  
и движение в жидкости.



$$\vec{F}_A = f I [\vec{l}, \vec{B}] = \sum_{i=1}^N \vec{F}_{ni} = N \cdot \vec{F}_{1x}$$

$$\vec{F}_{1x} = f q [\vec{v}_1, \vec{B}]$$

$$P = (\vec{F}_z, \vec{v}) = \left( \frac{\vec{F}_A}{N} + \vec{F}_{1x}, \vec{v}_1 + \vec{v}_2 \right) =$$

$$= \underbrace{\left( \frac{\vec{F}_A}{N}, \vec{v}_1 \right)}_{=0} + \underbrace{\left( \frac{\vec{F}_A}{N}, \vec{v}_2 \right)}_{>0} + \underbrace{\left( \vec{F}_{1x}, \vec{v}_1 \right)}_{<0} + \underbrace{\left( \vec{F}_{1x}, \vec{v}_2 \right)}_{=0} =$$

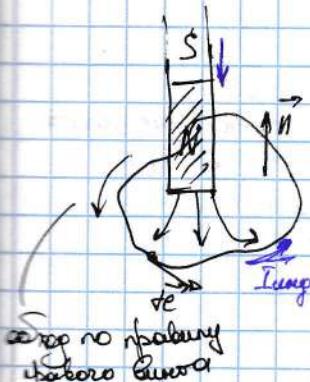
$$= f \left( \frac{I}{N} l B v_2 - q v_2 B v_1 \right) \Leftrightarrow f (q v_2 B v_2 - q v_1 B v_1) = 0$$

$$I_2 = jS = n q V_2 S$$

$$N = n e S$$

$$\frac{I_2}{N} = \frac{\mu_0 q V_2 S}{4\pi e S} = \frac{q V_2}{4\pi e}$$

Движение магнитного  
внепроводникового  
индукционного  
тока в  
изменяющихся  
магнитных  
полях.



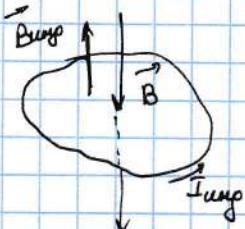
такое же направление  
которого тока

$$\vec{B} = \vec{B}(t)$$

$$E_{\text{нав}} = - \frac{d\Phi}{dt}$$

$$\Phi = \iint_S B_n dS$$

$$\Delta t \Rightarrow |\Phi| \uparrow$$



Можно сказать наше простое правило для! без  
заслуживающее.

В чём заслуживающее присущего волны. инд. тока?

$$E = \frac{\rho}{(R)} \frac{F_{\text{нав}}}{q'} \vec{v}$$

$$\vec{E}_{\text{нав}} = \frac{F_{\text{нав}}}{q'} \vec{v}$$

$$\rightarrow E_{\text{нав}} = \frac{\rho}{(R)} E_{\text{нав}} \cdot v \neq 0$$

индукционное электрическое  
поле (вихревое)

Влияние его возникновения  $\rightarrow$  меняется в  
 $\vec{B} = \vec{B}(t) \Rightarrow \vec{E}_{\text{нав}}$  — из-за сопротивления

наше не  
изолированное.

$$\oint \vec{E}_{\text{нав}} \cdot d\vec{r} = 0$$

$$\left. \begin{aligned} \oint \vec{E} + \vec{e} &= - \frac{d}{dt} \iint (\vec{B}, \vec{n}) + S \\ (R) \quad (S) \end{aligned} \right\}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{нав}} + \vec{E}_{\text{нн}}$$

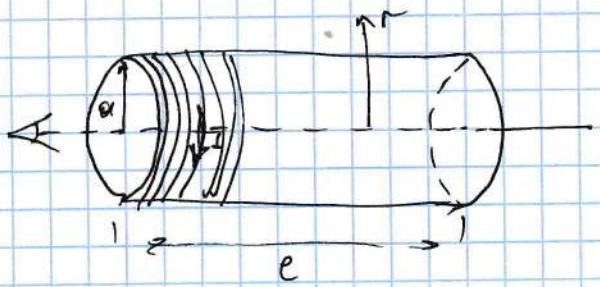
уп-е. масс. означает явление  
электроемкости. иерархии.

моделирование, когда  
мы можем поглощать или выделять  
энергию.

Процесса превращения  
электромагнитной энергии.

1. Возникновение индукционного тока напряжения

Составляющая:



$L \gg a$  (длек. конусообраз)

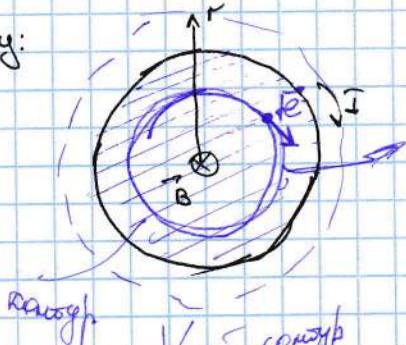
$$n = \frac{N}{L}, n \approx \text{const}$$

$$I = I(t)$$

$$\beta(r) = ? \quad E(r) = ? \quad (\text{наг. none}) = E_{\text{наг}} / r$$

$$\beta(r) = \begin{cases} \beta \cdot 4\pi n L, & 0 \leq r \leq a \\ 0, & r > a \end{cases}$$

Будуємо:



Л3 симметрическ  $\Rightarrow$  наше  $E$ -окружене пост.  
 $\Rightarrow E_r = \text{const}$  на  $r$

Параллельно зважувати



Розгля

групами  
між

$$\oint E_r dr = E_r \cdot 2\pi r = E_r \cdot d\sigma$$

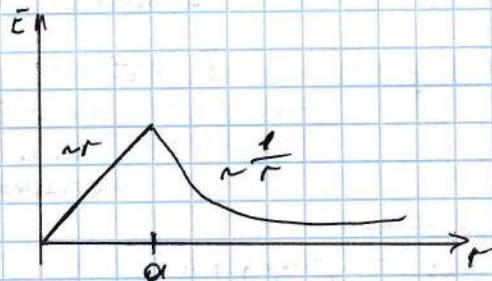
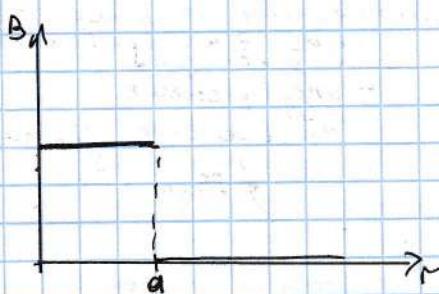
(R)

(R)

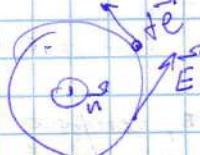
$$1) r \leq a; \quad \iint_B dS = \iint_B dS = \beta \cdot 4\pi n L \cdot \pi r^2$$

$$2) r > a \quad \iint_B dS = \beta \cdot 4\pi n L \cdot \pi a^2$$

$$\Rightarrow E(r) = \begin{cases} -f \beta \cdot 2\pi n \frac{\sqrt{I}}{4\pi} r, & r \leq a \\ -f \beta \cdot 2\pi n \frac{\sqrt{I}}{4\pi} \frac{a^2}{r}, & r > a \end{cases}$$



Беру  $\vec{E}$  від  $\vec{B}$  обумовлено:



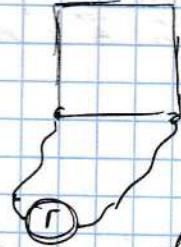
2. Доведи. ~ тори, які є однорідними, побудовані в масивах, при будівництві яких застосовували тво.

$$I_{\text{наг}} \rightarrow Q_{\text{наг}} = I_{\text{наг}} R \cdot \Delta t$$

3. Чищеве магнітное поле є постоянно закономірності перемінністю.

$$B(t) = B_0 \cos \omega t \quad (\text{як звичай})$$

Максимальная рабочая, т.е. на  $\ell$  выше номинальной



$$\Phi = \iint_{(S)} B_n dS = B_{n\perp} \cdot \cos \omega t \cdot S$$

$$E_{\text{наг}} = -f \frac{\partial \Phi}{\partial t} = +f B_{n\perp} \omega \sin \omega t \cdot S$$

индукционный.

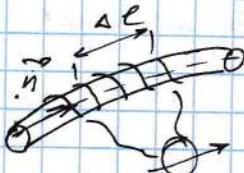
$$\underline{E_{\text{наг}}} = f \underline{B_{n\perp}} \underline{\omega} \cdot \underline{S}$$

Принципиальная схема  
магнитной изогнутой (изогнутое).

25.10.25.

#### (4) Тор Роговского (изогнутое $\int B d\ell$ )

Тор Роговского - длинный цилиндрический консоль с балансиром массой  $m = \text{const}$ .



Ось расположения не линия, вращение подобно  
изогнутое  $\int B d\ell$ .

Изогнутое изогнутое в магнитном поле.

$$B(\vec{r}, t) = B_0(\vec{r}) \cos \omega t$$

Изогнутое изогнутое через  $\ell$  вектор консоли

$$\Phi(\ell, t) = B_{n\perp} \cos \omega t \cdot S \quad (S - \text{площадь вектора})$$

На участке  $\Delta \ell$  число витков  $\Delta N = n \Delta \ell$

Изогнутое изогнутое через  $\Delta N$  витков

$$\Delta \Phi(t) = B_{n\perp} S n \Delta \ell \cos \omega t$$

На  $\ell$  участке выражается  $\Delta E_{\text{наг}} = f B_{n\perp} S n \Delta \ell \omega \sin \omega t$

Теперь  $\Delta \ell \rightarrow 0$  и выражение однозначно для  $\ell$  на всем участке

$$E_{\text{наг}} = \int \Delta E_{\text{наг}} = f S n \omega \sin \omega t \int B_{n\perp} d\ell$$

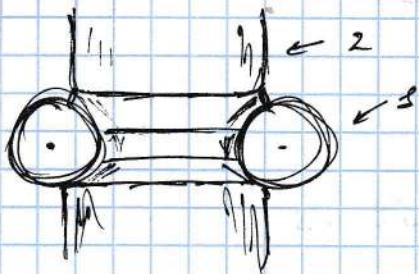
Послед.:  $B_{n\perp} = B_{n\parallel}$   $\Rightarrow \underline{E_{\text{наг}}} \sim \underline{\int B d\ell}$

#### (5) Симметрической изогнутое электромагнит - балансир.

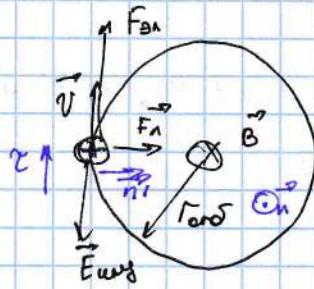
В кулоновском поле  $A_{\text{наг}} = 0$ . Но в изогнутом. т.к. поле  $A \neq 0$  - это несимметрическое поле. Так что изогнутое выражение на заслонку поле  $\int B d\ell$ .

$B \perp \vec{d\ell} \Rightarrow$  возникает  $F_1$ . Если  $B = B(t)$ , то возникает и  $E_{\text{наг}} \Rightarrow$   
 $\Rightarrow F_{31} = q E_{\text{наг}}$ .

## Бесшарнир.



1 - горизонтальная откачанная пластина.  
2 - электромагнит, создающий в ней поле.



Сверху:

Применяется:

$$n: \tau_{\text{опт}} = f |q| V \text{Верх} (\text{c})$$

$$z: \frac{d}{dt} = 191 E_{\text{энер}} = -g E_{\text{энер}} (\text{f})$$

$$U_3 (2) \tau_{\text{опт}} = \frac{mV}{|q| B_{\text{верх}}} - \text{подходит для первого электромагнита.}$$

Для генерации тока  $E_{\text{энер}} \Rightarrow$  ток  $I = B(t)$   $\Rightarrow$  тогда  $\tau_{\text{опт}} = m(t)$ .

Но у нас  $\tau_{\text{опт}} = \text{const}$ , где это возможно. т.к. если  $I = B$  - бессиренное условие. Поэтому это:

У3 синхронизует магнит  $E$  - оружимосост в порядке, когда

$$E_{\text{энер}} = \oint E d\ell = E \cdot 2\pi \tau_{\text{опт}} \quad (\text{помимо } h \text{ есть еще и } e \text{ в формуле})$$

$$\Rightarrow E \cdot 2\pi \tau_{\text{опт}} = -f \frac{d}{dt} = -f \frac{d}{dt} \int B_n dS = -f \frac{d}{dt} \int B_n^2 \quad \text{средн.}$$

тогда  $\bar{B}$  - среднее поле, производящее магнитную, опр. конкурирует с  $L$ . У3 получает:

$$B_n = -B \Rightarrow E_c = E$$

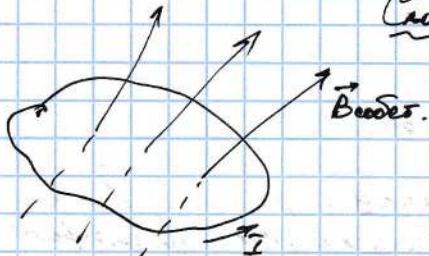
$$\Rightarrow E = +f \frac{d\bar{B}}{dt} \cdot \frac{\tau_{\text{опт}}}{2} - \text{подходит в (a)}$$

$$\frac{d(mV)}{dt} = 191 f \frac{d\bar{B}}{dt} \cdot \frac{\tau_{\text{опт}}}{2} \Rightarrow mV = f |q| \bar{B} \cdot \frac{\tau_{\text{опт}}}{2}$$

Представление  $\tau_{\text{опт}}$ :

$$mV = f |q| \cdot \bar{B} \cdot \frac{mV}{2f |q| B_{\text{верх}}} \Rightarrow B_{\text{верх}} = \frac{\bar{B}}{2} - \text{это бессиренное условие.}$$

1-й бессиренное было получено в 1940 г. Данным в бессиренне  
иен.  $B(t) \sim \sin \omega t$ , радиус  $r$  является  $\Delta t = \frac{T}{4}$ , когда  $B(t) \geq 0$ .  
Достижимое напряжение  $\leq 300$  мВ.



Соленоидальная. Инерционная.

Пуск есть кондуктор с током  $I(t)$ .  
Затрачено  $B_{\text{верх}}$  ( $t$ )  $\Rightarrow \Phi_{\text{затрач}}(t)$

Затрачено в 3-му фазах возникает

$E_{\text{энер}} \equiv E_{\text{затрач}}$  - это синхронизирующая.

Они:

$$E_{\text{затрач}} = -f \frac{\Delta \Phi_{\text{затрач}}}{dt}$$

Тогда:  $\Phi_{cooler} \sim B_{cooler} \sim I \Rightarrow \Phi_{cooler} \sim I$

В беге рабочего:

$$\underline{\underline{\Phi_{cooler} = f L I}}$$

$I$  - коэф. пропорц-ти, называемый индуктивностью.

Оп.:

$$h = \frac{\Phi_{cooler}}{f I}$$

||  $h$  зависит от конфигурации проводника и от его параметров.

Можно выразить зону электромагнитного поля через  $h$ :

$$\mathcal{E}_{S-ind} = -f^2 \frac{d(LI)}{dt}$$

Если конф. неизмен (не деформируется), то  $L = \text{const}$

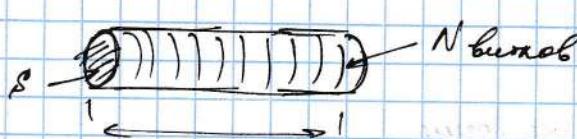
$$\Rightarrow \mathcal{E}_{S-ind} = -f^2 L \frac{dI}{dt}$$

Сущес. или изврение:

$$[h] = \begin{cases} \text{см, CGSM} \\ T_H, SI (\text{заря}) \end{cases}$$

$$1 T_H = 10^3 \text{ а.}$$

Пример: индуктивность длинного конуса



Дано:  $N$ ,  $C$ ,  $S$  ( $\Rightarrow n = \frac{N}{C}$ )  
Найти:  $h$

$$\text{Индукция в соленоиде } B = \beta \cdot 4\pi n I$$

$$\text{Поток из-за } h \text{ имеет вид } \Phi = \Phi_s \cdot N = BSN = \beta \cdot 4\pi n I SN$$

Индуктивность

$$L = \frac{\beta}{f} \cdot 4\pi \frac{N^2 S}{C}$$

Данные: имеем  $l = 10 \text{ см}$ ,  $a = 1 \text{ см}$  (погр.).

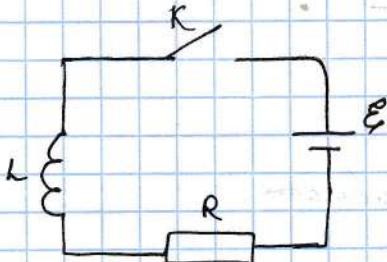
$$n = 100 \frac{\text{вит}}{\text{см}} \quad (\text{т.е. } N = 1000)$$

$$\Rightarrow L = \frac{4\pi \cdot 10^8 \cdot \beta \cdot a}{l} \approx 4 \cdot 10^8 \text{ а.} \quad (\text{CGSM: } \beta = f = 1)$$

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{4\pi \cdot 10^8 \cdot \beta \cdot 10^{-4}}{10^{-2}} \approx 4 \cdot 10^{-3} T_H \quad (f=1, \beta = \frac{\mu_0}{4\pi})$$

Если  $f = \text{const}$ , то конфигурация имеет неизмененное значение:  
 $\mathcal{E}_{S-ind} = 0$ .  $L$  существует при выполнении / нарушении ряда.

Процесс усилительного зона в цепи с индуктивностью



Ребят в начале цикла размыт  
 $\Rightarrow I(0) = 0$   
 Ожидаемо  $I(t \rightarrow \infty) = \frac{E}{R_\Sigma}$

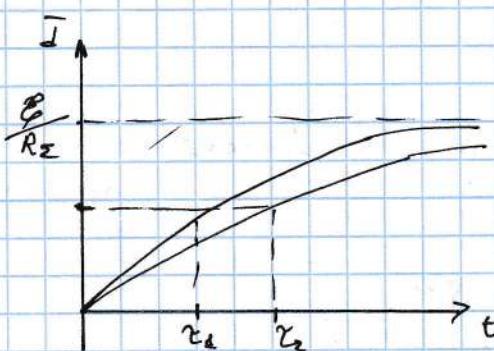
Установившийся зона переходения зона.

Задача:

$$IR_\Sigma = \frac{E}{R_\Sigma} = E + E_{\text{инд}} = E - L \frac{dI}{dt} \quad (\text{ст})$$

$$\Rightarrow IR_\Sigma + L \frac{dI}{dt} = E$$

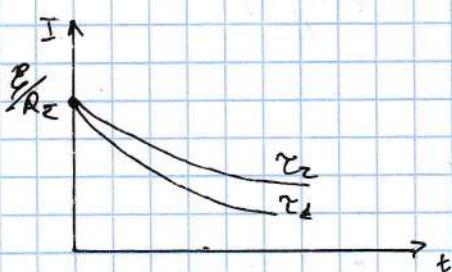
$$\int_0^{I(t)} \frac{dI}{E - IR_\Sigma} = \int_0^t \frac{dt}{L} \Rightarrow I(t) = \frac{E}{R_\Sigma} \left( 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) = \frac{E}{R_\Sigma} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_L}} \right)$$



$\tau = \frac{L}{R}$  - постоянная времени

$$\tau_L > \tau_{L2} \quad (L_2 > L_1)$$

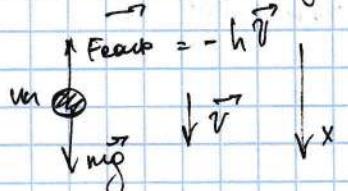
Следовательно: для выполнения зона (размыт. зона)  
 $I(t) = \frac{E}{R_\Sigma} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_L}}$



Через большее индуктивность, тем  
 медленнее затягивается процесс усилительного зона.

### Эквивалентные аналогии

Механическая зона: заряд заряда в вязкой среде.



$$m \frac{dV}{dt} = mg - hV$$

$$m \frac{dV}{dt} + hV = mg \Leftrightarrow L \frac{dI}{dt} + RI = E$$

Аналогия не проявляется!

Гидравлическая аналогия.

Механическое звено - е

Электромагнитное звено - и

Изменяющаяся величина

$I(t)$

$I(t)$

Воздушная среда

$mg$

$E$

Сила сопротивления

$hV$

$RI$

Сила притяжения

$m$

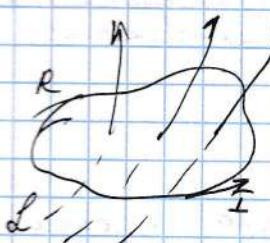
$L$

Эксперимент

$$\frac{mv^2}{2}$$

$$\frac{hI^2}{2}$$

? Эксперимент! Предполагается что



Механические особенности движущихся  
объектов в сверхпроводимости.

Пусть л - кондуктор во внешнем поле  $\vec{B}(t, \theta)$

По закону Фарадея получим

$$\Rightarrow \Phi_L = \Phi_{\text{внеш}}(+) + \Phi_{\text{внутр}}(+)$$

$$SI: E_{\text{внеш}} = -\frac{d}{dt} (\Phi_{\text{внеш}} + \Phi_{\text{внутр}})$$

$$I_{\text{внеш}} \cdot R = -\frac{d}{dt} (\Phi_{\text{внеш}} + \Phi_{\text{внутр}})$$

Предположим теперь, что л - кондуктор (тогда  $\vec{B}_{\text{внеш}} = 0$ )  
сверхпроводник ( $R \rightarrow 0$ ). Тогда:  $I < \infty \Rightarrow I_{\text{внеш}} \cdot R \rightarrow 0$

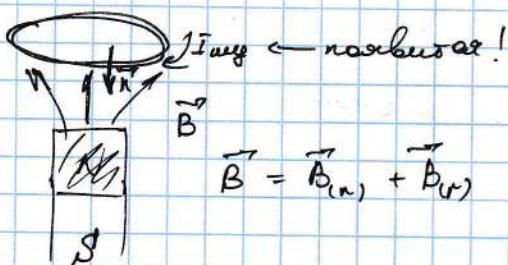
$$\Rightarrow \Phi_{\text{внеш}} + \Phi_{\text{внутр}} = \text{const} (!)$$

$$\text{т.е. } \sqrt{\Phi_{\text{внутр}}} = -\sqrt{\Phi_{\text{внеш}}}$$

это "доверенное по  
принципу" выражение

### Механические последствия

Механический эксперимент: пусть есть однородный (т.е.  $R > 0$ ) проводящий  
кондуктор, так  $\vec{I}(t=0) = 0$ . Положим в нем  
 $\vec{B} = 0$  и отпустим.



$$\Phi_{\text{внутр}} = hI$$

$$\Rightarrow I = I(t) \text{ так, что}$$

$$\Phi_0 = \Phi_{\text{внеш}} + \Phi_{\text{внутр}} = \text{const}$$

$\Phi_0$  определяется  
полем, находящимися  
на концах кондуктора.

Пусть  $\Phi_0 = 0$  (такого можно добиться). Тогда  $\Delta \Phi_{\text{внеш}} > 0 \Rightarrow \Delta \Phi_{\text{внутр}} < 0$ ,

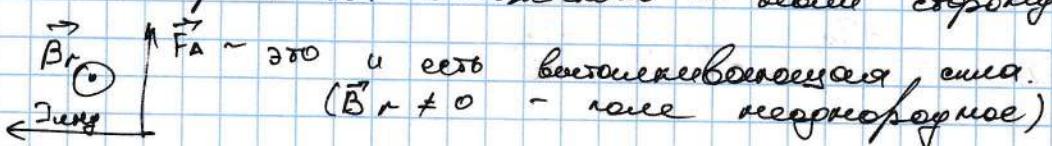
т.е.

$$[I_{\text{внеш}}(t): \vec{B}_{\text{внеш}} \uparrow \downarrow \vec{B}_{\text{внеш}}]$$

Но у рамки есть  $\vec{F}_m \uparrow \vec{B}_{\text{внеш}} \Rightarrow \vec{F}_m \uparrow \vec{B}_{\text{внеш}}!$

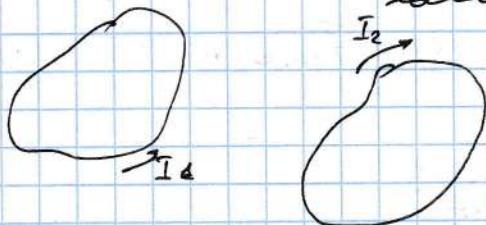
- рамка движется внешними ее из поля!

Следствие: на движущуюся в зоне соборной рамки:



Если  $F_x = mg$ , то парка зависит от массы!

Это явление называется массовым инерцией.  
Классический эксперимент, где это наблюдалось — «под  
Марсом»: можно, если менять его на сверхпроводник,  
всплыть вверх и будет висеть под сверхпроводником.



Взаимоиндукция.

Будет есть 2 контура с токами  $I_1(t)$ ,  $I_2(t)$

По 3-му Бюо - Савара - Лапласа

$I_2(t) \rightarrow \vec{B}_2(\vec{r}, t) \rightarrow \Phi_{21}(t)$  — поток 2-го магнитного поля через 1-й контур

Аналогично

$I_1(t) \rightarrow \vec{B}_1(\vec{r}, t) \rightarrow \Phi_{12}(t)$  — поток 2-го магнитного поля через 2-й контур

Согласно закону электромагнитной индукции.

$$\mathcal{E}_{12} = -f \frac{d\Phi_{12}}{dt}, \quad \mathcal{E}_{21} = -f \frac{d\Phi_{21}}{dt}$$

— это же взаимный индуцированный

Задачи:

$$\Phi_{12} \sim I_2 \Rightarrow \Phi_{12} = f M_{12} I_2$$

$$\Phi_{21} \sim I_1 \Rightarrow \Phi_{21} = f M_{21} I_1$$

$M_{12}, M_{21}$  — коэффициенты взаимной индукции.

Оп:

$$M_{ij} = \frac{\Phi_{ij}}{f I_i}$$

Из оп. видно:  $[M] = [I]$

|| Нес зависимо от конфигурации контуров и их взаимного расположения. В идеальном случае  $M_{12}=0$ , если  $\vec{I}_1 \perp \vec{I}_2$ .

$$\text{Док-во: } \vec{B}_2 \parallel \vec{H}_1, \quad \Phi_{12} = \iint_{(S_2)} (\vec{B}_2, \vec{n}_2) dS_2 = 0$$

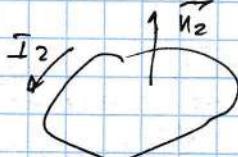
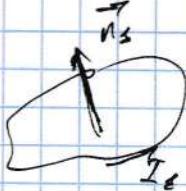
|| Кроме того,  $M_{ij} \geq 0$  (но всегда  $I > 0$ )

Если контуры не находятся конфигурации и взаимная ориентации.

$$\mathcal{E}_{12} = -f \frac{d\Phi_{12}}{dt} = -f M_{12} \frac{dI_2}{dt}$$

$$\mathcal{E}_{21} = -f \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -f M_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

Сб-6а №390-19 Взаимодействие



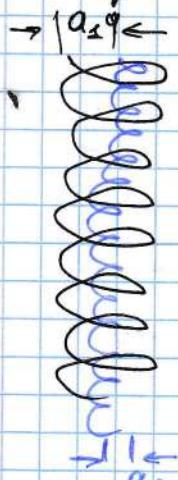
①  $M_{ij} \geq 0$  в зависимости от  $N_1, N_2$

②  $M_{ij} = M_{ji} = M$  - в этом случае действует взаимодействие между двумя полюсами

③  $0 \leq M \leq \sqrt{L_1 L_2}$

Пример:

2 катушки (одна с грузом)



Дано:  $l_1, l_2$  (т.к.  $l_1 = l_2$ ),  $N_1, N_2$  ( $N_1 \ll l_1, N_2 \ll l_2$ )

$$N_1, N_2 (\Rightarrow n_1 = \frac{N_1}{l_1}, n_2 = \frac{N_2}{l_2})$$

Максимум:  $|M_{12}|, |M_{21}|$

Расстояние  $\approx 3l$ :  $f=1, \beta = \frac{\mu_0}{4\pi}$

$$B_1 = \mu_0 n_1 I_1 (r < R_1)$$

$$\Rightarrow P_{12} = B_1 S_2 N_2 = \mu_0 n_1 l_1 S_2 N_2 = \mu_0 \frac{N_1 N_2 S_2}{l_1} I_1$$

$$\Rightarrow M_{12} = \mu_0 \frac{N_1 N_2 S_2}{l_1} = \mu_0 \frac{N_1 N_2 S_2}{l} \quad (l = l_1 = l_2)$$

Аналогично:

$$B_2 = \mu_0 n_2 I_2 (r < R_2)$$

$$\Rightarrow P_{21} = B_2 S_1 N_1 \quad (\text{т.к. } r > R_2, \beta_2 = 0)!$$

$$\Rightarrow M_{21} = \frac{\mu_0 N_1 N_2 S_2}{l}, \quad \text{т.е. } M_{12} = M_{21}.$$

В то же время:

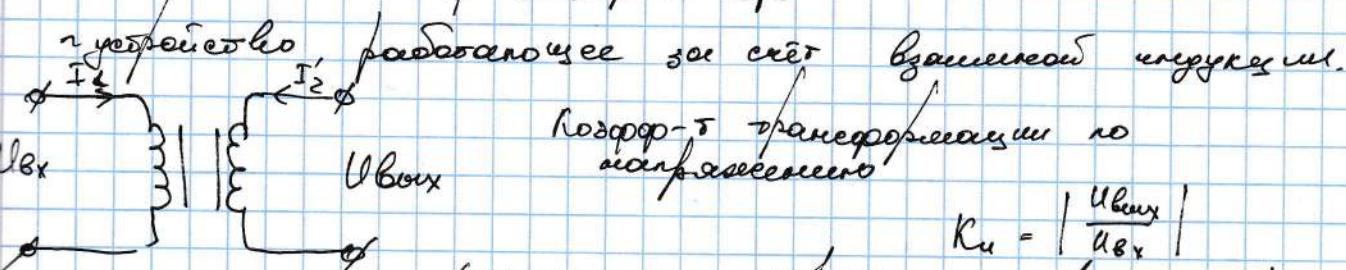
$$L_1 = \mu_0 \frac{N_1^2 S_1}{l}, \quad L_2 = \mu_0 \frac{N_2^2 S_2}{l}$$

$$\sqrt{L_1 L_2} = \mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} \sqrt{S_1 S_2}$$

$$\Rightarrow M_{12} = M_{21} < \sqrt{L_1 L_2}, \quad \text{т.к. } S_2 < S_1.$$

Очевидно:  $M_{12} = \sqrt{L_1 L_2}$ , если бесконечно мало производство грузами и массой.

Гравитореактор.



$$K_u = \left| \frac{U_{Bx}}{U_{Box}} \right|$$

Найдём  $K_u$  - е напорное значение коэффициента:

$$\begin{cases} I_1 R_1 = U_{B1} + \mathcal{E}_{1\text{,s-int}} + \mathcal{E}_{12} - U_{B2} - I_2 \frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_1} - M_{12} \frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_1} \\ I_2 R_2 = U_{B2} + \mathcal{E}_{2\text{,s-int}} + \mathcal{E}_{12} = U_{B1} - I_2 \frac{\mathcal{I}_2}{\mathcal{I}_1} - M_{12} \frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_1} \end{cases}$$

( $R_1, R_2$  - сопр. сопротивления)

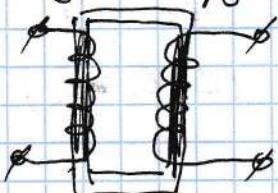
Для упрощения будем считать что  $R_1 = R_2 = 0$ ,  
также из условия холостого хода ( $\mathcal{I}_1 = 0$ ):  $I_2 = 0$

$$\begin{cases} U_{B1}(+) = L_1 \frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_1} \\ U_{B2}(+) = M_{12} \frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_1} \end{cases} \Rightarrow K_u = \left| \frac{M_{12}}{L_1} \right|$$

Пуск обмотки включается параллельно:  $S_2 \leq S_1$ , тогда

$$K_u = \frac{N_2}{N_1} \cdot \frac{S_2}{S_1}$$

Если нет подачи тока в обмотку сердечника, то  $S_1 = S_2$



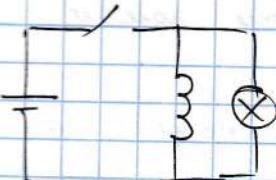
$$\Rightarrow K_u = \frac{N_2}{N_1}$$

Окружающее, земля и вспомогательное и не включаются, а включаются, когда включаются нагрузки

Коэффициент передачи не меняется

$$R_2 = \left| \frac{I_2}{I_1} \right| = \frac{1}{K_u} = \frac{N_1}{N_2} \quad (\text{здесь симметрический SC)}$$

## Магнитное поле



Лево изображено: если катушка подключена не параллельно сразу, а сначала каскадом, то поддерживается за счет тока собственной энергии. Но для протекания тока нужно энергии нет, то есть собственный току. Магнитное поле не будет, и её собственное электрическое поле)

Найдём разность:

$$\Delta A = \oint q \cdot E_{\text{ind}} = I dt \cdot E_{\text{ind}} = I dt (-f \frac{\Phi_{\text{ext}}}{dt}) = -f I \Delta \Phi_{\text{extern}}$$

Но это разность совершается не по путь за счет удаления собственной энергии:

$$\Delta A = -\sqrt{W_m} \Rightarrow \sqrt{W_m} = f I \Delta \Phi_{\text{extern}}$$

Подставим:  $\Phi_{\text{extern}} = f L I$ , так как  $L = \text{const}$

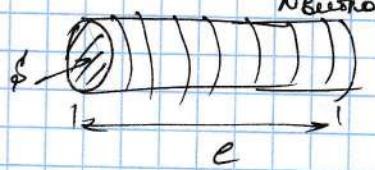
$$\Rightarrow \sqrt{W_m} = f I + (f L I) = f^2 L I \cancel{+ I}$$

$$\Rightarrow \boxed{W_m = f^2 \frac{L I^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}} \quad - \text{для} \underline{\text{однородного поля!}}$$

Изменение магнитного поля  
изменение магнитной энергии

Можно представить, что поскольку ток течёт в проводнике, то и энергия сосредоточена в проводнике. Но: если ток пропадает, то из-за него удаляется из проводника в ведре электромагнитной волны и уходит энергия. Это значит, что энергия не в проводнике, а в волнах

Пример: энергия магнитного поля в единице



Как обычно: единица флюсий, на единицу поверхности ( $n = N/l$ )

Пуск ток в обмотке  $I \rightarrow$  ведро единиц

$$B = \mu_0 n I = \mu_0 \frac{N}{l} I$$

$$\Rightarrow I = \frac{B l}{\mu_0 N}$$

Численность единиц

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{N^2 S}{l}$$

$$\Rightarrow W_m = f^2 \frac{L I^2}{2} = f^2 \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{N^2 S}{l} \cdot \frac{B^2 l^2}{\mu_0^2 (4\pi N)^2} = \frac{f}{\mu_0} \cdot \frac{B^2}{8\pi} \cdot S l.$$

Здесь:  $S l = V$  — объём единицы, когда введены единицы энергии (введено в единице единица):

$$W_m = \frac{f}{\mu_0} \cdot \frac{B^2}{8\pi} = \begin{cases} \frac{B^2}{2 M_0} & (\text{SI}) \\ \frac{B^2}{8\pi} & (\text{CGS}) \end{cases}$$

Вывод: это выражение для  $W_m$  справедливо всегда! (не только

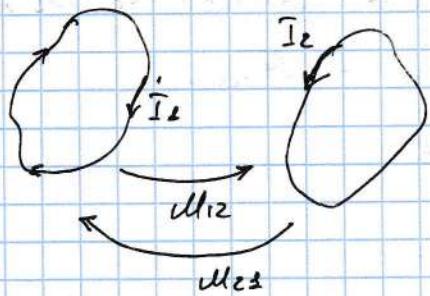
Torper

$$W_{\text{me}} = \iint w_{\text{me}} dV \quad (\text{где } V - \text{объем, занимаемый веществом})$$

Если в данной области вещества есть и электрическое, и магнитное поле, то полная энергия есть

$$w = w_{\text{kin}} + W_{\text{me}} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} + f \cdot \frac{B^2}{8\pi} = \begin{cases} \frac{c_0 E^2}{a} + \frac{B^2}{8\pi} & (\text{SI}) \\ \frac{E^2}{8\pi} + \frac{B^2}{8\pi} & (\text{CGS}) \end{cases}$$

Две разные формулы для механической энергии полей.



$$\text{В механике: } W_{\text{me}} = \frac{m_1 I_1^2}{2} + \frac{m_2 I_2^2}{2}$$

(В соответствии с у.з.)

Будет ли справедлива электромеханическая аналогия:

$$W_{\text{me}} = \frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} ?$$

HET!

II Кого учитывает балансовое выражение полей?

По закону Ома для замкнутой цепи

$$I_i R_{\Sigma i} = \sum \xi = \xi_{\text{нест.} i} + \xi_{\text{с-нд.} i} + \xi_{\text{инд.} i}$$

(внешн. (балансовая))

$$- h_i \frac{d I_i}{dt} - M_{ji} \frac{d I_j}{dt} \quad (\text{SI})$$

$$\Rightarrow I_1 R_{\Sigma 1} = \xi_{\text{нест.} 1} - h_1 \frac{d I_1}{dt} - M_{12} \frac{d I_2}{dt}$$

$$I_2 R_{\Sigma 2} = \xi_{\text{нест.} 2} - h_2 \frac{d I_2}{dt} - M_{12} \frac{d I_1}{dt}$$

$$\Rightarrow (I_1^2 R_{\Sigma 1} + I_2^2 R_{\Sigma 2}) dt = (\xi_{\text{нест.} 1} I_1 + \xi_{\text{нест.} 2} I_2) dt - (h_1 I_1 \frac{d I_1}{dt} + h_2 I_2 \frac{d I_2}{dt} + M_{12} I_1 \frac{d I_2}{dt} + M_{12} I_2 \frac{d I_1}{dt})$$

$$1) (I_1^2 R_{\Sigma 1} + I_2^2 R_{\Sigma 2}) dt = \exists Q_{\text{гре}} - \text{изменение заряда в объеме}$$

$$2) (\xi_{\text{нест.} 1} I_1 + \xi_{\text{нест.} 2} I_2) dt = \exists A_{\text{нест.}} - \text{изменение работы полей}$$

$$3) h_1 I_1 \frac{d I_1}{dt} + h_2 I_2 \frac{d I_2}{dt} + M_{12} I_1 \frac{d I_2}{dt} + M_{12} I_2 \frac{d I_1}{dt} =$$

$$= \exists \left( \frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} \right) + M_{12} I_1 I_2 \frac{d}{dt} (I_1, I_2) = \exists W_{\text{me}} (I_1, I_2).$$

~ изменение механической энергии.

$$\Rightarrow \exists A_{\text{нест.}} = \exists Q_{\text{гре}} + \exists W_{\text{me}} (I_1, I_2)$$

Что?

$$\delta \tilde{W}_m = \delta \left( \frac{L_1 \tilde{I}_1^2}{2} + \frac{L_2 \tilde{I}_2^2}{2} \right) + M_{21} \tilde{I}_1 \delta \tilde{I}_2 + M_{12} \tilde{I}_2 \delta \tilde{I}_1 =$$

$$= (L_1 \tilde{I}_1 + M_{12} \tilde{I}_2) \delta \tilde{I}_1 + (L_2 \tilde{I}_2 + M_{21} \tilde{I}_1) \delta \tilde{I}_2.$$

Чтобы:

$\tilde{W}_m$  - функция состояния  $\Rightarrow \delta \tilde{W}_m$  - линейная дифференциальная

$\Rightarrow$  необходимо:

$$\delta \tilde{W}_m = \frac{\partial \tilde{W}_m}{\partial \tilde{I}_1} \delta \tilde{I}_1 + \frac{\partial \tilde{W}_m}{\partial \tilde{I}_2} \delta \tilde{I}_2,$$

т.е.

$$\frac{\partial \tilde{W}_m}{\partial \tilde{I}_1} = L_1 \tilde{I}_1 + M_{12} \tilde{I}_2, \quad \frac{\partial \tilde{W}_m}{\partial \tilde{I}_2} = L_2 \tilde{I}_2 + M_{21} \tilde{I}_1$$

Тогда,

$$\frac{\partial^2 \tilde{W}_m}{\partial \tilde{I}_1 \partial \tilde{I}_2} = \frac{\partial^2 \tilde{W}_m}{\partial \tilde{I}_2 \partial \tilde{I}_1} \Rightarrow M_{21} = M_{12}$$

Обозначимо:  $M = M_{12} = M_{21}$

$$\Rightarrow \delta \tilde{W}_m = \delta \left( \frac{L_1 \tilde{I}_1^2}{2} + \frac{L_2 \tilde{I}_2^2}{2} \right) + M (\tilde{I}_1 \delta \tilde{I}_2 + \tilde{I}_2 \delta \tilde{I}_1) =$$

$$= \delta \left( \frac{L_1 \tilde{I}_1^2}{2} + \frac{L_2 \tilde{I}_2^2}{2} + M \tilde{I}_1 \tilde{I}_2 \right)$$

Результативно:

$$\tilde{W}_m(\tilde{I}_1, \tilde{I}_2) = \frac{L_1 \tilde{I}_1^2}{2} + \frac{L_2 \tilde{I}_2^2}{2} + M \tilde{I}_1 \tilde{I}_2$$

Обобщенное электродинамическое и  
акустическое моделирование первоначальных  
параметров. Уравнение Максвелла в  
шестерех видах.

$$\textcircled{3} \quad E \times C = - \int \frac{\partial}{\partial t} \int \int B \cdot dS$$

- В данном виде тесно связано с выражением  $\vec{E}$  подсчет для  
каждого одного изображенного параметра. Действительно,

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{\text{нр}}(\vec{r}) + \vec{E}_{\text{внр}}(\vec{r}, t),$$

$$\text{но } \oint \vec{E}_{\text{нр}} \cdot dL = 0$$

$$\textcircled{3} \quad E_{\text{нр}} / S = 1.4 \pi Q_{\text{нт}}$$

- это получение только  $E$ -радиуса  $O_1 - T$  из закона  
Кирхгофа, т.е. для стационарного распределения  
зарядов. Но оказывается, что это стационарно  
также можно учесть одного общего начального  $q(\vec{r}, t)$   
(и одинаковых обесцвечивающих, и однотипных  
 $\int \int \int q(\vec{r}, t) dV$ ) пар,  $Q_{\text{нт}}$ , накопленного за  
данное значение времени.

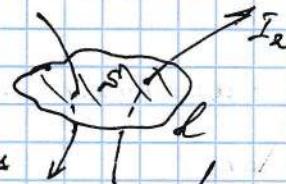
|| Замечание: такой заряд не является одного изображения излучающих зарядов не выполнено!

$$\textcircled{3} \quad \oint B \cdot dL = 0$$

$\sim$  изображение  $B$ , т.е. что  $B = \text{const}$  и что  $B(P, t)$ .

Это просто суперпозиция соответствующих зарядов

④  $\oint B d\ell = \beta \cdot 4\pi I_{\text{int}} = \beta \cdot 4\pi \iint j_n dS.$



Максвелл первым изучивший  $B$  для случая конденсатора с зарядами  $q_1, q_2$  и  $E$ :  
нашел, что при  $I = I(t)$  зависимость  $B$  от  $t$  не так действует само, зависящий от  $I$  и  $E$ :

$$\frac{\partial B}{\partial t} \rightarrow E$$

Предположение: получено было следующее, т.е.

$$\frac{\partial E}{\partial t} \rightarrow B$$

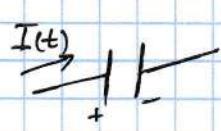
Но изучили пока  $B$  - для конденсатора ("не излучающие" электрические поля, т.е. не для проводников).

Максвелл ввел более полную формулу и избавил от этого предположения.

Таким образом.

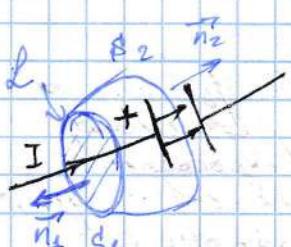
Максвелл не доказал, а предложил угадать выражение для поля излучения.

Пусть в центре, где течет "излучающий" ток проводником  $I(t)$ , есть конденсатор (проводниками) присоединяется  $\Leftrightarrow$  разрыв в цепи при тока проводника.



Так подходит к любой обстановке  $\Rightarrow$  такое поле есть

будет распространяться как максвелл, т.е. потребует записать зависимость  $B$  от  $t$  и  $S$ .



По теор. о чирп.  $B$

$$\oint B d\ell = \beta \cdot 4\pi I_{\text{внешн.}} = \beta \cdot 4\pi \iint j_n dS \quad (s)$$

Здесь  $\beta = k$  - константа, зависящая от конфигурации  $L$ . Но что  $S_1$  и  $S_2$  раз- $\tau$  будет зависеть от времени  $t$ ?  
 $j_n = 0$ . как устроено излучение?

Использован теор. О.-Г. (изображение и что первич. поля!)

$\oint E dS = \kappa \cdot 4\pi I_{\text{внешн.}}$

$$\oint \frac{\partial E_n}{\partial t} dS = k \cdot 4\pi \frac{dq}{dt}$$

Сл. гп. со временем, но з-ких сопр. з-и. заряда,

$$\frac{dq}{dt} = - \oint_{(S)} j_{in} + S \quad (S) \quad (\text{здесь } \vec{j} - \text{токи тока зарядов})$$

У3 (2), (3)

$$\oint_{(S)} \frac{\partial E_n}{\partial t} dS = -k \cdot 4\pi \oint_{(S)} j_{in} dS \quad (\text{известно, что } S \text{ в (2), (3) одна и та же})$$

тогда

$$\oint_{(S)} \left( j_{in} + \frac{1}{k \cdot 4\pi} \vec{E}_n \right) dS = 0 \quad (4)$$

У3 (4)  $\Rightarrow$  для, что г.о. одинаковый разделяется, имеет одинаковые токи. Теперь. Но он. разделяется в-е есть. подразделено токи. имеющиеся в-е близкие.

$$O_{ap}: \left\{ \begin{array}{l} j_{inu} = \frac{1}{k \cdot 4\pi} \vec{E}_n \\ j_{out} = \frac{1}{k \cdot 4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{array} \right.$$

Также из оп. следует правило тока:

$$O_{ap}: \left\{ \begin{array}{l} j_{total} = \vec{j} + \vec{j}_{out} \\ j_{out} = \vec{j} + \vec{j}_{in} \end{array} \right. \quad (т.е. суперпозиция - методика тока зарядов)$$

У3 (4)  $\Rightarrow$  имеется одинакового тока ток. (заряды). Тогда зарядов заменяется токами. При этом, если  $S = S_1 + S_2$  (см. рис.), то  $j_{in} \neq 0$  для  $S_1$ ,  $j_{out} \neq 0$  для  $S_2$ . Тогда правило суперпозиции:

$$\oint B \cdot dL = \beta \cdot 4\pi \iint_{(S)} \left( j_{in} + j_{out} \right) dS = \beta \cdot 4\pi \iint_{(S)} \left( j_{in} + \frac{1}{k \cdot 4\pi} \cdot \frac{\partial \vec{E}_n}{\partial t} \right) dS$$

$$CGS: \alpha = \delta, \beta = \frac{1}{c}$$

$$\oint B \cdot dL = \frac{4\pi}{c} \iint_{(S)} j_{in} dS + \frac{1}{c} \iint_{(S)} \frac{\partial \vec{E}_n}{\partial t} dS$$

$$SI: \alpha = \frac{1}{4\pi \epsilon_0}, \beta = \frac{\mu_0}{4\pi}$$

$$\oint B \cdot dL = \mu_0 \iint_{(S)} j_{in} dS + \mu_0 \epsilon_0 \iint_{(S)} \frac{\partial \vec{E}_n}{\partial t} dS$$

$\mu_0, \epsilon_0$  - характеристики константы, но  $\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$  (с-постоянство электромагнитного поля в вакууме.)

Итак: Токометр нового тока

$$\vec{j}_{\Sigma} = \vec{j}_{in} + \vec{j}_{out}$$

① Итак тока  $\vec{j}_{\Sigma}$  есть суперпозиция.

② Добавление в уравнение  $\vec{j}_{in}$  заменяется заряду процессов.

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \rightarrow \vec{E}, \quad \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \rightarrow \vec{B}$$

(наша создает поле другое оно же создает поле на другое)

Еще раз все условия:

$$\oint E d\ell = - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \iint B_n dS$$

$$(L) \quad \oint B d\ell = \frac{c}{\epsilon_0} \iint (j_n + S + \frac{1}{c} \frac{\partial E_n}{\partial t}) dS$$

$$(R) \quad \oint E_n dS = 4\pi \iint \rho dV$$

$$(\delta) \quad \iint B_n dS = 0$$

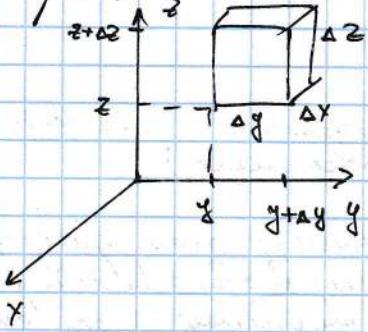
$$\frac{\partial}{\partial t} \iint B_n dS$$

$$\frac{1}{\epsilon_0} \iint \rho dV$$

0

Уравнение Максвелла в  
однородном изотропном веществе.

② Переход от общего выражения к гидростатике.



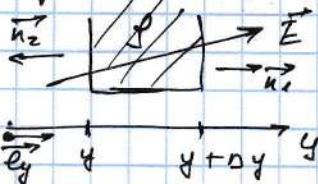
В декартовой системе координат вектор:

$$\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z.$$

Тогда в этом случае вектор с единицей интенсивности  $\vec{E}$ , он создает поле

$$\vec{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$$

Найдем поле  $\vec{E}$  через 2 грани, параллельные по  $y$  и  $z$  пересечение  $\Delta V$ :



$$\text{Тогда: } \vec{E}_{(y)} = E_y \cdot \vec{e}_y \quad (\vec{e}_y - \text{опт ось})$$

$$\vec{e}_y \uparrow \vec{n}_1, \vec{e}_y \downarrow \vec{n}_2 \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} \Phi_{(y)} &= (E_y)_{n_1} \Delta x \Delta z + (E_y)_{n_2} \Delta x \Delta z = \\ &= (E_y(y + \Delta y) - E_y(y)) \cdot \Delta x \Delta z = \frac{\partial E_y}{\partial y} \Delta y \Delta x \Delta z = \\ &= \frac{\partial E_y}{\partial y} \cdot \Delta V \end{aligned}$$

$$\text{Аналогично } \Phi_{(x)} = \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \Delta V, \quad \Phi_{(z)} = \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \Delta V$$

Полное поле через все грани

$$\Phi = \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) \cdot \Delta V = \operatorname{div} \vec{E} \cdot \Delta V \quad (*)$$

$$\text{По определению О.Г: } \Phi = \kappa \cdot 4\pi Q_{\text{int}} - \kappa \cdot 4\pi f \Delta V \quad (x)$$

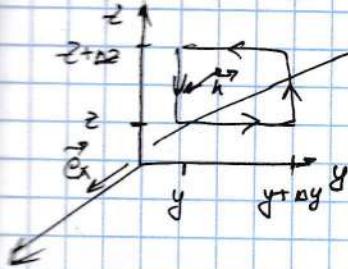
Из (\*) и (x)

$$\operatorname{div} \vec{E} = \kappa \cdot 4\pi f$$

Доказуем:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

② Доказать о циркуляции векторного поля в плоскости:



Возьмём правилоградусный сектор в плоскости  $(y, z)$ , чисто однородный против н. с. границы имеющей  $\frac{\partial E_x}{\partial z}$

Найдём циркуляцию  $\vec{E}$  по замкнутой контуру:

$$\begin{aligned}\Gamma_{(yz)} &= E_y(z) \cdot \Delta y + E_z(y+\Delta y) \Delta z - E_y(z+\Delta z) \Delta y - E_z(y) \Delta z = \\ &= (E_z(y+\Delta y) - E_z(y)) \cdot \Delta z - (E_y(z+\Delta z) - E_y(z)) \cdot \Delta y = \\ &= \frac{\partial E_z}{\partial y} \Delta y \Delta z - \frac{\partial E_y}{\partial z} \Delta y \Delta z = \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \Delta y \Delta z\end{aligned}$$

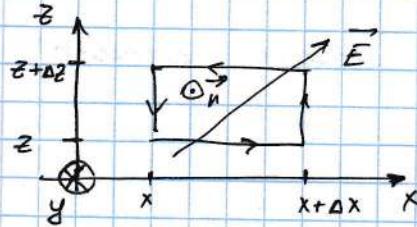
В пространстве насчит рассмотрим о циркуляции вектора  $\vec{E}$  вдоль

ст  $\frac{\partial B_y}{\partial t} + g$ , где  $dS = dy dz$  (плоскую поверхность и координат),

$$B_n = B_x$$

$$\text{Тогда } -\frac{\partial E_y}{\partial z} + \frac{\partial E_z}{\partial y} = -f \frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (1)$$

Аналогично в плоскости  $(xz)$ :



$$\begin{aligned}\Gamma_{(xz)} &= E_x(z) \cdot \Delta x + E_z(x+\Delta x) \Delta z - E_x(z+\Delta z) \Delta x - \\ &- E_z(x) \Delta z = \frac{\partial E_z}{\partial x} \Delta x \Delta z - \frac{\partial E_x}{\partial z} \Delta x \Delta z\end{aligned}$$

$$\text{Здесь } B_n = -B_y \Rightarrow \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = f \frac{\partial B_y}{\partial t} \quad (2)$$

| В плоскости  $(xy)$  - одно. Доказано перефразить:  $\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = -f \frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (3)$

Доказываем (1) по  $\vec{E}_x$ , (2) по  $\vec{E}_y$ , (3) по  $\vec{E}_z$  и всё окончено:

$$\vec{e}_x \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \vec{e}_y \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \vec{e}_z \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = -f \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Следовательно вот  $\vec{E}$ :

$$\text{так } \vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix}$$

$$\Rightarrow \text{rot } \vec{E} = -f \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Аналогично

$$\text{rot } \vec{B} = \beta \cdot 4\pi \vec{j}_f + \frac{\beta}{\kappa} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

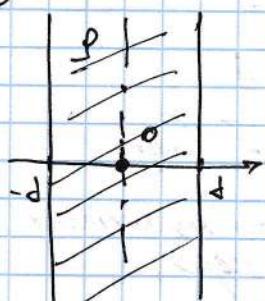
Что,

	CGS	SI
rot $\vec{E}$	$-\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
rot $\vec{B}$	$\frac{4\pi}{c} j_{\text{up}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	$\mu_0 j_{\text{up}} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$
div $\vec{E}$ =	$4\pi\rho$	$\rho/e_0$
div $\vec{B}$ =	0	0

Пример решения:

①

$B$  либо при  $|x| < d$  заряд  $\rho = \text{const} > 0$ . Найдем  $E$ .



Из симметрии  $\vec{E} = \{E_x, 0, 0\}$ ,  $E_x(x=0) = 0$

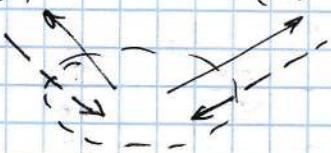
$$\Rightarrow \text{div } \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{4\pi x}{4\pi d} = K \cdot 4\pi \rho \xrightarrow{|x| < d} E_x(x) = K \cdot 4\pi \rho x$$

$E_x(|x| > d) = \pm K \cdot 4\pi \rho d$

② Дано  $\vec{E}(t)$ . Найти  $\rho$

Задача решается сразу:  $\rho(t) = \frac{\text{div } \vec{E}(t)}{K \cdot 4\pi}$

Решение: Вся система  $\rho$ -и  $E$ -и можно записать так:

$$\vec{E}(t) \rightleftarrows \vec{B}(t)$$


Заряды и они являются источниками полей  $E, B$  (если сплошное заряды). Тогда обнаруживается то Взаимодействие зарядов и токов (изображено стрелками). Но это и приводит к тому, что  $\vec{E}(t), \vec{B}(t)$  - они создают друг друга и поддерживаясь друг друга.

Важно, что это запаздывание: если заряд подвешен в воздухе и "заряжен" в это же время  $t + \frac{1}{c}$  - возмущение донесет до этого заряда в это же время. Аналогично для  $B$ : ток изменяется в момент  $t \Rightarrow \vec{B}(t, t + \frac{1}{c})$ .

Но это означает, когда заряды движутся можно пренебречь

Подробнее:

$$\Delta t = \frac{r}{c}, \quad r - \text{расстояние} \quad \text{время изменения} \\ \text{тока } I(t) (\Rightarrow \vec{B}(t), \vec{E}(t))$$

Тогда  $\Delta t \ll T$  - можно считать что пренебречь запаздыванием.

Но "городской звук" - это звукущее звено в  
сете со звуком с, тогда за  $\tau$  это предел

Этот звуковой звено имеет  $r = c\tau$  (например это звук  
света). Тогда звуковой звено преобразование

$$r \ll \tau$$

## Раздел 5.

### К вибрационным явлениям токи.

§1. Вибрационные токи. Св-ва промежуточных звеньев электрической цепи.  
Числорядим двухпараметрическим.

- ① Рассматриваются теперь случаи, когда ток в цепи зависит от времени. Однако при этом характерное время  $T$ , за которое изменяется ток, будет многое большее времени  $\Delta t$ , за которое можно сказать, что ток проходит через электрическую цепь:

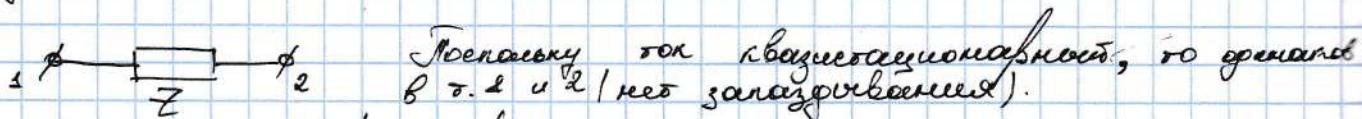
$$T \gg \Delta t.$$

Такой ток называется вибрационным ("поступательным"). Для такого тока в качестве времени определяется не все заслуженное, но и для поступательного тока (з-е Ома, правило Кирхгофа). Это справедливо в электродинамике и в УКВ-диапазоне. Однако в электромеханике лучше не забывать, что в оптике такие токи называются периодическими: ток сплошной изменяется током ( $\Rightarrow$  "скорость изменяющейся током"  $\vec{B} \times \vec{E}$  выше велика).

- ② В качестве звеньев электрической цепи рассмотриваются,  $R, C, L$ .

1. Поступательное сопротивление, которое не содержит индуктивности и ёмкости связи.
2. Поступательный конденсатор содержит токи ёмкостной связи (высокочастотный заряд на обкладках), индуктивных и резистивных св-в нет.
3. Поступательное получило обозначение св-вами индуктивности и не содержит ёмкостной связи. Это означает, что это высокочастотный ток с индуктивностью.

- ③ Особый звено в цепи — это диференциатор. Стандартное обозначение дифференциатора таково:



Довольно важная зависимость от времени имеет вид

$$I(t) = I_0 \cos(\omega t + \varphi_I),$$

т. е. гармонические процессы.

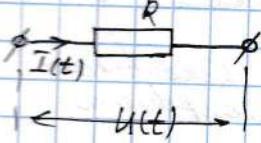
Аналогично напряжение записывается в виде

$$U(t) = U_0 \cos(\omega t + \varphi_U).$$

Чтобы упростить, а также в общем случае более полного. Для характеристики дифференциатора (для этого тока в цепи) можно говорить о коэффициенте усиления. Он получается изменением и не оп-но равен:

$$\boxed{Z = \frac{U_0}{I_0}}$$

Рассмотрим цепочки сопротивлений:



Для цепочек синусоидальных зондов (т.е. в которых можно пренебречь индуктивностью). Вспомним из-за Ома:

$$U(t) = R I(t), \quad R = \text{const}$$

т.е.

$$I(t) = I_0 \cos(\omega t + \varphi_I)$$

и

$$U(t) = R I_0 \cos(\omega t + \varphi_I) = U_0 \cos(\omega t + \varphi_u),$$

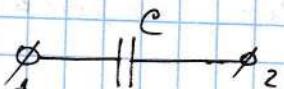
т.е.

$$U_0 = R I_0.$$

Остается

$$\boxed{Z_e = R}, \quad \boxed{\varphi_u - \varphi_I = \varphi_u}$$

2.



Из опыта known  $U(t) = \frac{q(t)}{C}$

$$\Delta \varphi_{u2} = U$$

т.е.

$$q(t) = \int I(t) dt = I_0 \cos(\omega t + \varphi_I) dt = \frac{I_0}{\omega} \sin(\omega t + \varphi_I) = \\ = \frac{I_0}{\omega} \cos(\omega t + \varphi_I - \frac{\pi}{2})$$

Тогда

$$U(t) = \frac{I_0}{\omega C} \cos(\omega t + \varphi_I - \frac{\pi}{2}) = U_0 \cos(\omega t + \varphi_u),$$

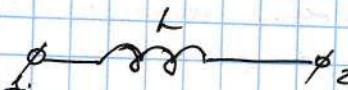
т.е.

$$U_0 = \frac{I_0}{\omega C}, \quad \varphi_u = \varphi_I - \frac{\pi}{2}$$

остается

$$\boxed{Z_e = \frac{1}{\omega C}}, \quad \varphi_u - \varphi_I = -\frac{\pi}{2} \quad (\text{направление на } Z_e \text{ совпадает с } \varphi_u \text{ и } \varphi_I)$$

3.



Следующий зонд Ома для гаусса 12:

$$IR = U_{12} + E_{c-нап} = U_{12} - L \frac{dI}{dt}$$

По формуле проницаемости получим  $R=0 \Rightarrow I = L \frac{dI}{dt} = -L I_0 \omega \sin(\omega t + \varphi_I) = \\ = -L I_0 \omega \cos(\omega t + \varphi_I + \frac{\pi}{2}) = U_0 \cos(\omega t + \varphi_u)$

т.е.

$$U_0 = L \omega I_0, \quad \varphi_u = \varphi_I + \frac{\pi}{2}$$

т.е.

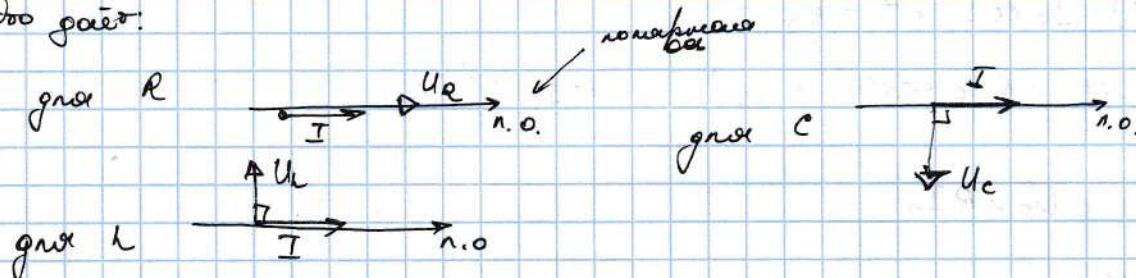
$$\boxed{Z_e = \omega L}, \quad \boxed{\varphi_u - \varphi_I = \frac{\pi}{2}} \quad (\text{направление на } Z_e \text{ совпадает с } \varphi_u \text{ и } \varphi_I)$$

4) Наиболее распространенный между I и U их выражениям является  
имеет вид векторного выражения. Пример этого состояния  
представляет в виде вектора вектор по правилу: диагональ вектора  
пропорциональна амплитуде, угол между вектором и поперечной  
осью равен начальной фазе колебаний. При этом получено  
фазе соответствующий вектор имеет постоянную фазу

между векторами  
изображенных

Пусть  $\varphi_I = 0$  для пасивного из распределенных зон

то есть:



5) Другой удобный способ описания цепей переменного тока -  
использование комплексных величин. Он подразумевает сразу учитывать  
все фазы напряжений отдельно для всех зон и зон

Основной ЦКТ - фазовый ток

$$e^{i\alpha} = \cos \alpha + i \sin \alpha$$

Само использование этого фазового описания приводит к  
“абсолютного” тока и напряжению, фазово-относительно добавленных  
и зон.

$$\hat{I}(t) = I_0 [\cos(\omega t + \varphi_I) + i \sin(\omega t + \varphi_I)],$$

где  $\hat{I}(t)$  означает значение. Видимо.

Доказательство:  $\hat{I}(t) = I_0 e^{i(\omega t + \varphi_I)} = I_0 e^{i\varphi_I} e^{i\omega t} = \hat{I}_0 e^{i\omega t}$ .

где  $\hat{I}_0 = I_0 e^{i\varphi_I}$  - комплексное амплитуда, она  
представляет и начальную фазу. тока,  
и его максимальную фазу.

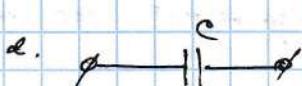
Возвращаясь к восстановлению напряжений и поглощении их  
теперь с помощью ЦКТ:

$$\text{но опять } Z = U_0 / I_0$$

$\rightarrow$  но з-ры Окта

$$\hat{U}(t) = Z \hat{I}(t) = A I_0 \cdot e^{i\varphi_I} e^{i\omega t}, \text{ откуда}$$

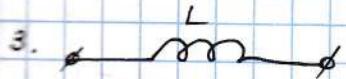
$$\hat{Z}_A = R$$



$$I(t) \rightarrow \hat{I}(t) = I_0 e^{i\varphi_0} e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow \hat{q}(t) = \int \hat{I}(t) dt = \frac{I_0}{i\omega} e^{i\varphi_0} e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow \hat{U}(t) = \frac{\hat{q}(t)}{i\omega} = \frac{I_0}{i\omega^2} e^{i\varphi_0} e^{i\omega t} \Rightarrow \hat{Z}_e = \frac{1}{i\omega^2} = -\frac{i}{\omega^2}$$



$$I(t) \rightarrow \hat{I}(t) = I_0 e^{i\varphi_0} e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow \hat{U}(t) = h \frac{d\hat{I}}{dt} = L i \omega \hat{I}_0 e^{i\varphi_0} e^{i\omega t} \Rightarrow \boxed{\hat{Z}_L = i\omega L}$$

Таким образом:

$\partial n - \tau$	Обозн - е	$Z$	$\hat{Z}$	Вест. генерп.
Резистор		$R$	$R$	
Компенсатор		$\frac{1}{i\omega C}$	$\frac{-i}{\omega C}$	
Индуктор		$i\omega L$	$i\omega L$	

## §2. Численное исследование физического явления.

Возникновение ИМВ и ИКА

Рассмотрим явление (составное) двух колебаний. Дело в том, что для возникновения их численным путем потребуется значительное время и/или краткосрочное. Для этого у нас есть 2 способа: ИМВ и ИКА.

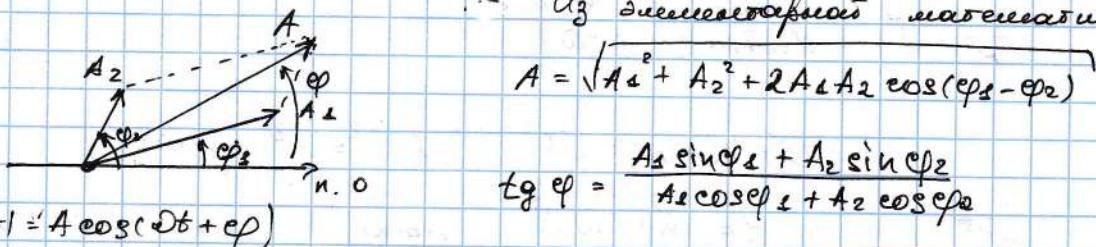
Методом суперпозиции: 1) синтезирование синхроничных колебаний

Имеем  $S_1(t) = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$   
 $S_2(t) = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$

точкой  $S(t) = S_1 + S_2$ .

Установим, что  $S(t)$  — также колебание, состоящее из двух колебаний синхроничных. По правилу суперпозиции второе получим выше.

— Из геометрического метода:



$$\tan \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$$

2) Синтезирование колебаний ИКА:

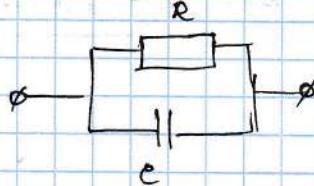
Имеем  $S_1(t) \rightarrow \hat{S}_1 = A_1 e^{i\varphi_1} e^{i\omega t}$   
 $S_2(t) \rightarrow \hat{S}_2 = A_2 e^{i\varphi_2} e^{i\omega t}$

$$\Rightarrow \hat{S}(t) = \hat{S}_1 + \hat{S}_2 = (A_1 e^{i\varphi_1} + A_2 e^{i\varphi_2}) e^{i\omega t} = (\hat{A}_1 + \hat{A}_2) e^{i\omega t}$$

Преимущество этого схемы - комплексное значение появляется не сразу в цепи, что делает прохождение сигнала более сложным. Однако из-за этого возможна более высокая комплексная амплитуда, а также сдвиг.

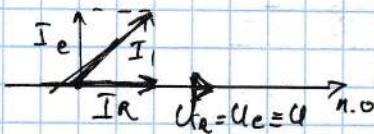
### Пример:

- 1) Парааллельная RC-цепь - цепь реального (т.е. с ёмкостью)



Дано:  $R, C, \omega$   
Найти:  $Z(\omega)$

a) УВА



$$I^2 = I_R^2 + I_c^2 = \frac{U^2}{R^2} + \frac{U^2}{Z_c^2} = U^2 \left( \frac{1}{R^2} + \frac{1}{Z_c^2} \right)$$

$$\frac{U}{Z} = \frac{I}{U} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + (\omega C)^2} = \frac{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}{R}$$

$$Z = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}, \text{ напр. выражено в виде.}$$

$$\text{или } \frac{I_c}{I_R} = \frac{U/Z_c}{U/R} = \frac{R}{Z_c} = \omega RC$$

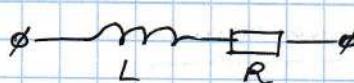
б) УКА:  $\hat{I} = \hat{I}_R + \hat{I}_c = \frac{\hat{U}}{R} + \frac{\hat{U}}{Z_c} = \hat{U} \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{Z_c} \right) = \hat{U} \left( \frac{1}{R} + i\omega C \right)$

$$\frac{1}{Z} = \frac{\hat{I}}{\hat{U}} = \frac{1}{R} + i\omega C = \frac{1 + i\omega RC}{R}$$

$$Z^{-1} = |\hat{Z}^{-1}| = \sqrt{Re^2(\hat{Z}^{-1}) + Im^2(\hat{Z}^{-1})} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \frac{(\omega RC)^2}{R^2}} = \frac{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}{R}$$

$$Z = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}, \text{ т.е. } \varphi = \frac{Im Z}{Re Z}$$

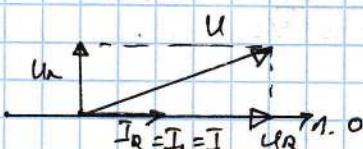
- 2) Последовательная LR-цепь - цепь реальной ёмкости



Дано:  $L, R, \omega$   
Найти:  $Z(\omega)$

а) УВА

$$U^2 = U_R^2 + U_L^2 = I^2 R^2 + I^2 (\omega L)^2 = I^2 (R^2 + (\omega L)^2)$$



$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}, \text{ напр. выражено в виде.}$$

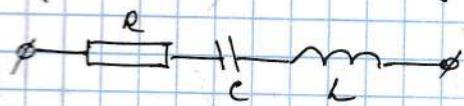
$$\text{или } \varphi = \frac{U_L}{U_R} = \frac{I Z_L}{I R} = \frac{\omega L}{R}$$

б) УКА

$$\hat{U} = \hat{I} R + \hat{I} Z_L = \hat{I} (R + i\omega L) \Rightarrow \hat{Z} = R + i\omega L$$

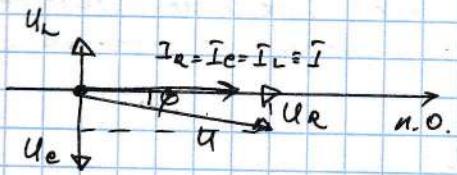
$$Z = |\hat{z}| = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}$$

③ Построение комплексной плоскости



\*) УПД

$$U^2 = U_R^2 + (U_L - U_C)^2 = I^2 (R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2)$$



$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_L - U_C}{U_R} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

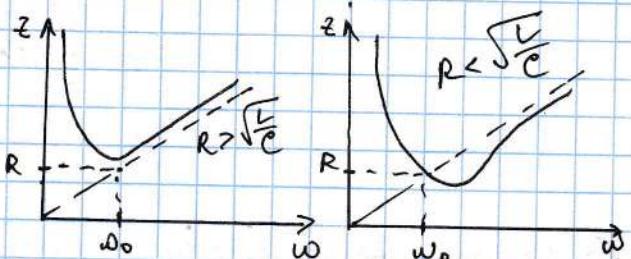
δ) УКА

$$\hat{U} = \hat{I} (R + i\omega L - \frac{i}{\omega C}) \Rightarrow \hat{z} = R + i(\omega L - \frac{1}{\omega C})$$

$$Z = |\hat{z}| = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}$$

Выше, при  $\omega_0$   $Z = Z_{\min}$  при  $\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}$ ,

$$\text{т.е. } \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$



\*) Крайне мало,  $Z \rightarrow \infty$  при  $\omega \rightarrow 0$  (стабильность колебаний)  
и  $\omega \rightarrow \infty$  (бесконечная колебательн.)

### §3. Рассмотрение переменного зоны.

① Влияние комплексного индуктивного сопротивления (сопротивления) проводников.

a) параллельное сочленение:

Найти:  $Z_{\text{общ}}$ ?

Рассмотрим по отп.:  $\hat{z} = \frac{\hat{U}}{\hat{I}}$ , при последовательном сочленении, т.к. конфигурация не меняется.

$$\hat{I}_1 = \hat{I}_2 = \dots = \hat{I}_N = \hat{I}$$

$$\hat{U} = \hat{U}_1 + \hat{U}_2 + \dots + \hat{U}_N$$

$$\text{тогда } \underline{Z}_{\text{общ}} = \frac{\hat{U}_1 + \hat{U}_2 + \dots + \hat{U}_N}{\hat{I}} = \underbrace{\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2 + \dots + \hat{Z}_N}_{\hat{Z}_1}$$

δ) параллельное сочленение:

Как и для постоянного тока (но теперь для синусоидических величин) в симметрии получаем

$$\hat{U}_1 = \hat{U}_2 = \dots = \hat{U}_N = \hat{U}$$

$$\hat{I} = \hat{I}_1 + \hat{I}_2 + \dots + \hat{I}_N$$

$$\text{тогда } \underbrace{\frac{1}{Z_{\text{общ}}}}_{\text{здесь}} = \frac{\hat{I}}{\hat{U}} = \frac{\hat{I}_1 + \hat{I}_2 + \dots + \hat{I}_N}{\hat{U}} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \dots + \frac{1}{Z_N}$$

② Закон Ома для участка цепи, содержащего источник. Помимо по аналогии со схемами постоянного тока, но теперь для синусоидических величин

$$\hat{I}Z = \hat{U}_{12} + \hat{I}\xi_{12}$$

Отсюда видно: - если источника на участке нет, то

$$\hat{I}Z = \hat{U}$$

- если есть замкнутая петля, то  $\hat{U}_{12} = 0$ ,

$$\hat{I}Z = \xi \quad (\text{здесь } Z = Z_{\text{внеш}} + Z_{\text{шун}})$$

③ Следует разбиванием цепей (правило Кирхгофа).

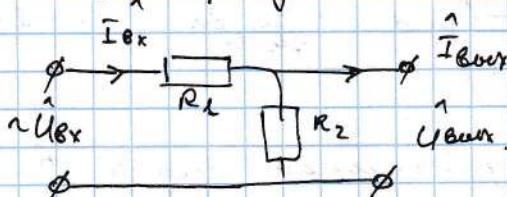
Дифференциальные (узлы, ветви) сохраняются, и по аналогии

$$\sum_k \hat{I}_k = 0 \quad (\text{но 1-е ур-е неявное, если число узлов})$$

$$\sum_k \hat{I}_k Z_k = \sum_n \xi_n \quad (\text{но все неизвестные узлов})$$

Примечание: В концепции приспособленных коэффициентов с различными базовыми (приспособленные к исходным величинам).

1. Поглощающий (деликатное название).



Дано:  $R_1, R_2$ .  $\frac{U_{Bx}}{U_{Bx}}$   
Найти:  $K = \frac{U_{Bx}}{U_{Bx}}$

В решении  $\times \times$  (различные базы)

$$I_{Bx} \rightarrow 0, \text{ но } \Rightarrow \text{тому } \hat{U}_{Bx} = \hat{I}_{Bx} (R_1 + R_2)$$

$$\hat{U}_{Bx} = \hat{I}_{Bx} \cdot R_2$$

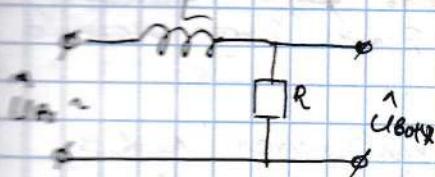
$$K = \frac{\hat{U}_{Bx}}{\hat{U}_{Bx}} = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

2. Частотный фильтр (ФМЧ) - фильтр низких частот

Дано:  $L, R$ ; начальное значение на входе

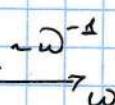
$$U_{Bx} = U_0 e^{i \omega t}$$

Магниту:  $\kappa(\omega)$

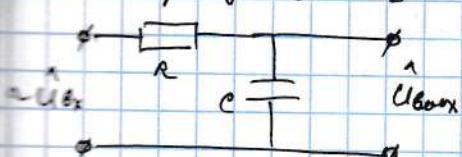


$$\hat{U}_{Bx} = \hat{I}_{Bx} (i\omega L + R), \quad \hat{U}_{Baux} = \frac{1}{i\omega C} \cdot R$$

$$\kappa = \frac{\hat{U}_{Baux}}{\hat{U}_{Bx}} = \frac{R}{i\omega L + R}; \quad \kappa = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$$



### 3. Частотно-затухающая цепочка



Дано  $R, C$ ;  $\hat{U}_{Bx} = U_0 e^{i\omega t}$   
Найду  $\kappa(\omega)$

$$\hat{U}_{Bx} = \frac{1}{i\omega C} (R + \frac{1}{i\omega C}), \quad \hat{U}_{Baux} = \frac{1}{i\omega C}$$

$$\kappa = \frac{\hat{U}_{Baux}}{\hat{U}_{Bx}} = \frac{\frac{1}{i\omega C}}{R + \frac{1}{i\omega C}} = \frac{1 - i\omega RC}{1 + (\omega RC)^2}$$

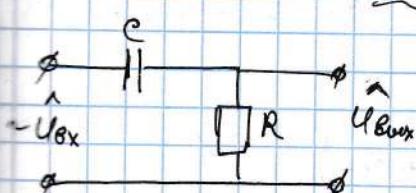
$$\kappa = |\kappa| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}} \sim \frac{1}{\omega} \text{ при } \omega RC \gg 1,$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\omega RC \quad (R \gg \frac{1}{\omega C}) \Rightarrow \varphi \rightarrow -\frac{\pi}{2}$$

С другой стороны, если  $\hat{U}_{Bx} = U_0 e^{i\omega t}$ , то  $\int \hat{U}_{Bx} dt = \frac{U_0}{i\omega} e^{i\omega t} \sim \frac{1}{\omega}$   
т.е. значение  $U_{Bx}$  - постоянное при  $\omega \rightarrow 0$ .  
Амплитуда же  $U_{Baux}$  неизменяется при  $\omega \rightarrow 0$ .

→ предположим ( $4$ -юю схему)

### 4. Частотно-затухающая цепочка. Помеходавущие $R, L, C$



Собирая уравнение  $\kappa(\omega)$ ,

$$\hat{U}_{Bx} = \hat{I}_{Bx} \left( \frac{1}{i\omega C} + R \right), \quad \hat{U}_{Baux} = \hat{I}_{Bx} R$$

$$\kappa(\omega) = \frac{R}{\frac{1}{i\omega C} + R} = \frac{i\omega RC}{1 + i\omega RC}, \quad \kappa = |\kappa| = \frac{\omega RC}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}$$

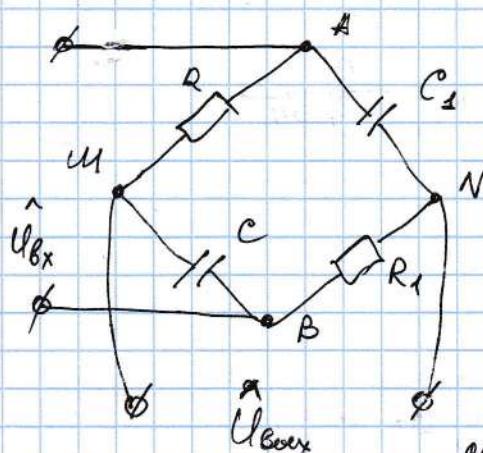
Значит при  $\omega RC \ll 1$  получим  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\omega RC} \Rightarrow \varphi \rightarrow -\frac{\pi}{2}$   
 $\kappa \rightarrow \omega RC \sim \omega$

С другой стороны, при  $\hat{U}_{Bx} = U_0 e^{i\omega t}$

$$\frac{dU}{dt} = i\omega U_0 e^{i\omega t} \sim \omega,$$

т.к. при  $\omega RC \ll 1$  значение  $U_{Baux}$  неизменяется дальше - неизменяется.

5. Резонанс. Часто требуется изучить работу схемы, не изучая при этом амплитуду. Для этого можно использовать, например, такую схему:



Входное напряжение подводится к A, B, выходное напряжение в C. Имеются  $R_1, C_1$  (вместе они вносят свою фазу), чтобы можно было изучить разницу фаз  $\varphi_{Bx}$  относительно  $\varphi_{Bout}$ .

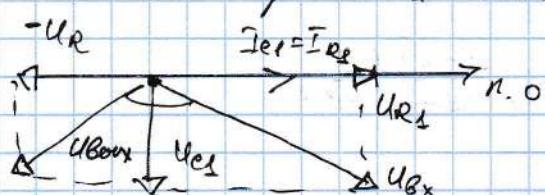
Компенсация, при  $R_1 C_1 = R C$  получается

$$|U_{Bout}| = |U_{Bx}|$$

$$\text{или-то: } (U_{Bout} = U_{Bx} \cdot \frac{1 - i\omega RC}{1 + i\omega RC})$$

Следуя при этом  $R = \frac{1}{\omega C}$ , то  $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$

Получаем способ идентификации того момента погашения УБР:



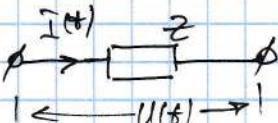
$$\text{Здесь } U_{Bout} = U_{Bx} + U_{C1}$$

$U_{Bout} = (-U_x) + U_{C1}$  — знак «-»  
сигнала, т.к., что A — общий зонд,

$$U_{Bout} = U_{Bx} = U_{C1} - U_x$$

#### 54. Работа и мощность в цепи переменного тока

Основная задача цепи переменного тока — вычисление по переменному току заряда  $q$



$$q = U(t) \cdot t = U(t) \cdot \int_0^t I(t) dt$$

Основная характеристика цепи переменного тока

$$P = \frac{q}{t} = U(t) \cdot I(t)$$

В симметричных гармонических процессах

$$P(t) = U_0 I_0 \cos(\omega t + \varphi_u) \cdot \cos(\omega t + \varphi_I)$$

Известно, что в гармоническом токе  $\varphi_u, \varphi_I$  являются фазовыми углами, когда  $P > 0, P < 0, P = 0$ , т.е.  $P$  является гармоникой. Поэтому можно сказать, что  $P$  является гармоникой. Но это не так:

$$P(t) = \frac{1}{2} U_0 I_0 [\cos(\varphi_u - \varphi_I) + \cos(2\omega t + \varphi_u + \varphi_I)]$$

Соответствующий же гармонический процесс при упрощении дает 0)

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} U_0 I_0 \cos(\varphi_u - \varphi_I) = \frac{1}{2} U_0 I_0 \cos \varphi$$

Рассмотрим для каскадного источника тока:

1)  $Z = R$ :  $\varphi = 0$ ,  $\langle P \rangle = \frac{1}{2} U_0 I_0 = \frac{1}{2} I_0^2 R = \frac{1}{2} \frac{U_0^2}{R}$

Мощность "справой"  $\frac{1}{2}$ , если включить  $I_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{1}{2}} I_0$ ;  $U_{\text{эф}} = \frac{1}{\sqrt{2}} U_0$ .

2)  $Z = \omega L$  или  $Z = (\omega C)^{-1}$ .  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  или  $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ ,  $\langle P \rangle = 0$  —

значит есть что этих источников не существует. Их называют реактивной нагрузкой, а  $R$ -активной.

Для производственного, составного двухисточника  $Z = Z(\omega)$ ,  $\langle P \rangle$  существует по определению. Видно, что в нем всегда  $\cos \varphi = 0 \Rightarrow \langle P \rangle$  всегда будет не больше, чем в активной нагрузке.

8.11.25.

Диэлектрическое поле и процесс в вакууме. Диэлектрик в вакууме.

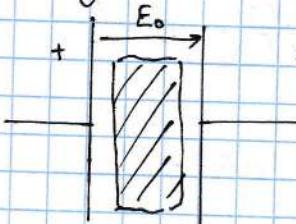
Проводник — вещества, содержащие скрытую форму ячейки зарядов. Диэлектрик — вещества, в которых свободных зарядов нет. Но, например.

Компрессия: из сплошного заряженного извлечено, что диэлектрик уменьшает  $\sigma$  и относительного конденсатора.

Такое поле в пустоте называется  $E_0$ . Если ввести диэлектрик, в нем создается поле  $\vec{E}'$ , результатирующее будет

$$\vec{E}_\Sigma = \vec{E}_0 + \vec{E}'$$

3. Характеристика свойств диэлектрика — диэлектрическая проницаемость. Введем ее по Гауссу:



Конденсатор заряжен и отключен, тогда заряд на обкладках  $q = \text{const}$  (это свободный заряд). В пустоте разность потенциалов между обкладками  $U_0$ , значит

$$C_0 = \frac{q}{U_0}$$

Если конденсатор заполнен диэлектриком, разность потенциалов  $U$ ,

$$C = \frac{q}{U}$$

| Из опыта  $U < U_0$ , т.е.  $C > C_0$ . Доказать это опр. Гаусса:

$$E = \frac{\rho}{C_0}$$

В СИ входит диэлектрическую проницаемость:

$$\tilde{\epsilon} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$$

В электростатике ( $\omega=0$ ):

	$\tilde{\epsilon}$
вакуум	1
воздух (ш.у.)	1,006
стекло	5 - 7
вода	81.

### Макроскопическое (установленное) поле в вакууме

В вакууме было:  $\rho$  - сечение (свободное) заряды создают  $\vec{E}_0$ , а поле однородно распределено по всей области за пределами зарядов (атомов, молекул) - это макроизаряды. Но

$$\vec{E}_{\text{макро}} = \vec{E}_{\text{макро}}(r, t) -$$

следующее, выделяющееся из-за теплового, динамического и магнитного полей электронов в атомах (время обретения электромагнитной энергии  $\sim 10^{-15}$  с). Тогда заряд, поглощением всех атомов и всех электронов невозможен  $\Rightarrow$  невозможного макроскопического излучения ур. макроскопия для находящихся  $\vec{E}, \vec{B}$ .

Но: необходимость в макроизаряде излучает макроизлучение - т.е. установленное (стационарное). Потому установленное по сути.

Одн.

$$\vec{E}_{\text{макро}} = \frac{1}{\Delta V} \iiint \vec{E}_{\text{макро}} dV,$$

где  $\Delta V$  - физический бесконечного поля вакуума (но в нем очень много частиц!)

$$\text{Обычно } |\vec{E}_{\text{макро}}| \ll |\vec{E}_{\text{макр}}|$$

Характеристика излучения макроскопов:

$$\text{в атомах } H \quad r \sim 10^{-10} \text{ м} \Rightarrow E_{\text{макро}} \approx \frac{k|e|}{r^2} \sim 10^9 \frac{B}{m}$$

Для электрического поля в воздухе  $U \sim 10 \text{ кВ}$ ,  $d \sim 0,2 \text{ м}$ .

$$\Rightarrow E_{\text{макро}} = \frac{U}{d} \sim 10^8 \frac{B}{m}$$

Направление поля Земли  $E_{\text{макро}} \sim 100 \frac{B}{m}$ .

Однако,  $E_{\text{макро}}$  превышающее магнитное поле, но это не означает - наличие макроизаряда.

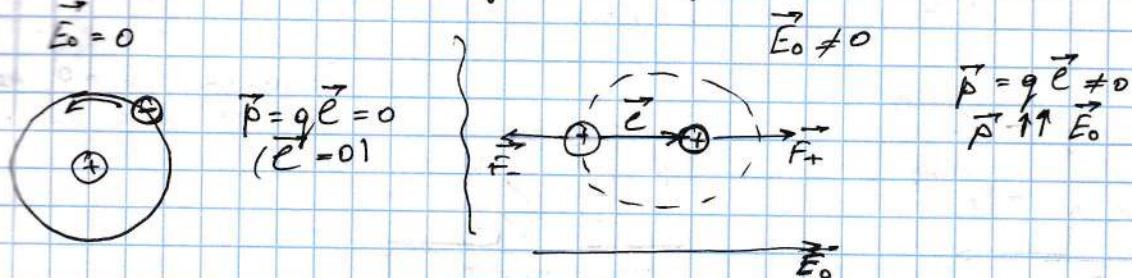
Для стационарного описания поля в вакууме введен новое понятие.

## Вектор погоризонтал

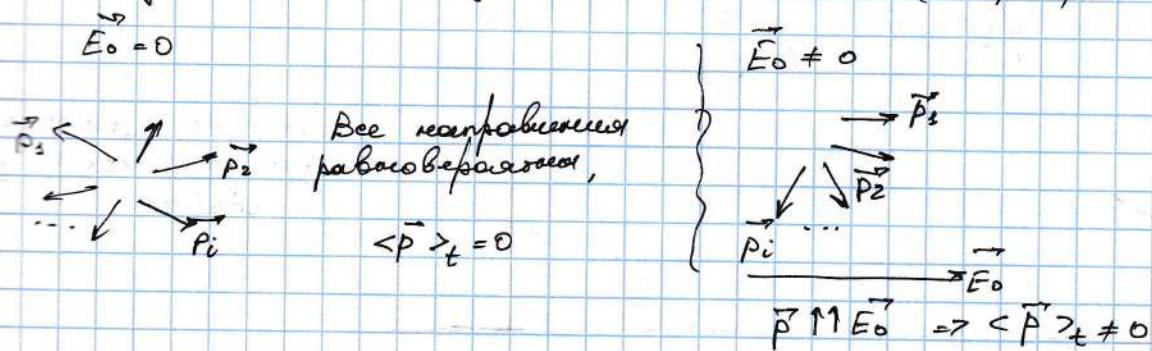
После, движущийся в векторе  $\vec{E}_0$  вспомогательное поле - погоризонтал

Есть 2 типа векторов  $\Rightarrow$  2 типа погоризонтал

1) Симметрические молекулы (все однодоменные)



2) Молекулы с "головкой" дипольными молекулами ( $H_2O, \dots$ )



В любом из этих случаев у общей  $\Delta V$  появляется разделяющий погоризонтальное поле  $\Delta \vec{P}$ . Очевидно:

$$\Delta \vec{P} \sim \Delta V$$

$$\Delta \vec{P} = \vec{P} \cdot \Delta V$$

$\vec{P}$  - вектор. пропорц. появ., называемый вектором погоризонтал

Одн:

$$\vec{P} = \frac{\Delta \vec{P}}{\Delta V}$$

Следов.  $\vec{P}$  - дипольный момент единицы общей вектора.

единица измерения (SI):

$$[P] = \text{Н/м}^2$$

Если все молекулы одинаковые, то

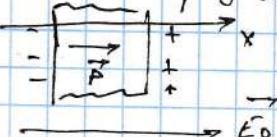
$$\vec{P} = n \vec{p}$$

(n - концентрация молекул)

Если молекулы разные:  $\vec{P} = \sum_i n_i \vec{p}_i$

Связанное (погоризонтальное) поле.

Равн-е отражает диэлектрика, зависимость нелинейна.

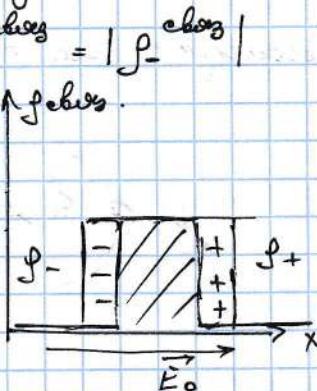
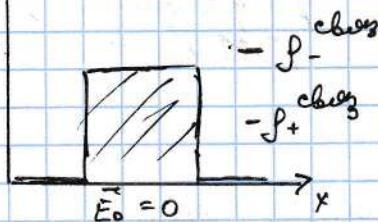


Во внешнем поле  $\vec{P} \parallel \vec{E}_0$ .

- Пусть: 1) диэлектрик первоначально не заряжен.  
 2)  $E_0$  - однородное

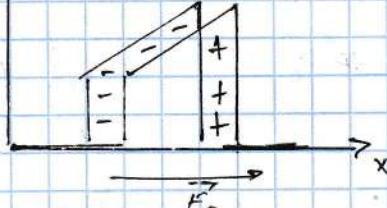
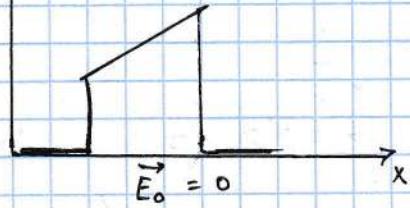
Конечно-обратное представление о том, как возникает поверхносочное и объемное смещение зарядов:

- a) диэлектрик однородный.  $\rho_{+}^{\text{своб}} = |\rho_{-}^{\text{своб}}|$   
 $\rho_{\Sigma}^{\text{своб}} = 0$



В данном  $\rho_{\Sigma}^{\text{своб}} = 0$ , но  $\rho_{-}, \rho_{+}$ .

- b) диэлектрик непододорожный,  $\rho = \rho(x)$ ,  $\rho_{+}(x) = |\rho_{-}(x)|$   
 $\rho_{\Sigma}^{\text{своб}}$

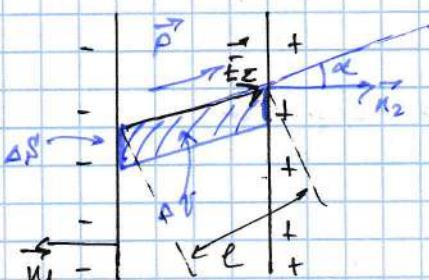


Есть своб. заряд и на поверхности, и в объеме.

В модели сущест. однородное заряды.

Свобод. своб. и  $\vec{P}$ .

Рассматривается биеномическое поле параллельное, падающее на однородного диэлектрика в однородном поле  $E_0$



Воздействие земного поля на  $\Delta V$  - гравитация, сила тяжести, действующая на  $E_{\Sigma}$ , основания  $\Delta S$  на поверхности.

Объем этого элемента

$$\Delta V = \Delta S \cdot l \cos \alpha.$$

$$(\alpha = (\vec{E}_0, \vec{n}_2))$$

Движение имеет объем  $\Delta V$ :

$$\Delta p = P \cdot \Delta V = P \Delta S l \cos \alpha \quad (4)$$

С другой стороны:

$$\Delta p = \Delta q \cdot l = \rho_{\text{своб}} \cdot \Delta S \cdot l \quad (2)$$

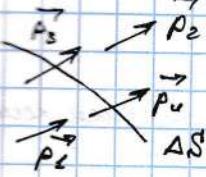
Из (2), (4)

$$\rho_{\text{своб}} = P \cos \alpha = P_n$$

Поэтому имеем  $P_n < 0 \Rightarrow \rho_{\text{своб}} < 0$ , след.  $P_n > 0 \Rightarrow \rho_{\text{своб}} > 0$

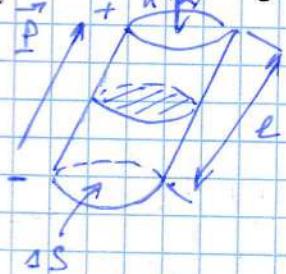
## Обобщенное сноуденское правило

Пусть диэлектрик неоднородный и имеет  $\vec{E}_0 = \vec{E}_0(\vec{r}) \Rightarrow \vec{E}_{\Sigma} = \vec{E}_{\Sigma}(\vec{r})$ .  
 Рассмотрим производство потенциала  $\Delta S$  в гипотезе.



Если все силы носят характер от  $\Delta S$  (так  $\vec{P}_1, \vec{P}_2$ ), то это можно считать не важно, т.к.  $q_S = 0$ . Следовательно, когда  $\Delta S$  пересекает границу, секторный заряд  $q_{\text{сектор}}$  (т.е. под поверхностью  $\Delta S$ ), заходит под землю.

Магнитный поток, созданный зарядом  $q_{\text{сектор}}$  (т.е. под поверхностью  $\Delta S$ ), заходит под землю.



Заряд под поверхностью зашел в землю

$$\Rightarrow \Delta q_{\text{возд}} = -|e| \Delta N$$

$\Delta N$  - число разрезанных линий

$\Delta N = n \cdot \Delta V$  ( $\Delta V$  - объемная сила, в котором разрезаются разрезаются,  $n$  - концентрация)

Угол наклона

$$\Delta V = \Delta S l \cos \alpha \quad (\alpha = (\vec{n}, \vec{P}))$$

Тогда

$$\Delta q_{\text{возд}} = -|e| l \Delta S \cos \alpha \cdot n = -P_n \cos \alpha \cdot \Delta S = -P \cos \alpha \Delta S$$

Число:  $P_n = P \cos \alpha > 0 \Rightarrow \Delta q_{\text{возд}} = -P_n \Delta S$

Более замкнутая поверхность (последовательно в гипотезе дана):

$$\boxed{q_{\text{возд}} = - \oint_{(S)} P_n dS}$$

Замечания: ① Формула - генеральный сноуденский заряд вне земли под поверхностью ( $S$ )

② Запись универсальная ( $\mu$  в SI,  $\mu$  в CGSE)

③ Помимо первого в формуле:

$$\boxed{\rho_{\text{возд}} = - \nabla \cdot \vec{P}}$$

Основное уравнение электрического поля в диэлектрике.

2) Форма в воздухе:

$$\oint E d\ell = - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{(S)} B_n dS \quad \text{ибо } \nabla \cdot \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Что, что для макрополей это тоже важно. Для перехода к макрополии надо установить то  $\Delta V$ . Учём: изображение в этом уравнении "..."  $\Delta V$  изменяется и переходит. Тогда эти у-и-с изменяются вместе.

$$\textcircled{2} \quad \oint E_n dS = \kappa \cdot 4\pi Q_{int} = C \cdot 4\pi \iiint_{(V)} \rho_{int} dV$$

- Для макрополей одного сплошного, но при изменении макрополя надо учесть:  $Q_{int} = q_{\text{общ}} + q_{\text{внеш}}$ .

т.о., в форме уравнения известны и  $E_n$ , и  $q_{\text{внеш}}$ .

Но

$$q_{\text{внеш}} = - \oint_{(S)} P_n dS$$

Зададим одну и также поверхность:

$$\textcircled{3} \quad \oint_{(S)} E_n dS = \kappa \cdot 4\pi q_{\text{внеш}} - \kappa \cdot 4\pi \oint_{(S)} P_n dS.$$

$$\Rightarrow \oint (E_n + \kappa \cdot 4\pi P_n) dS = \kappa \cdot 4\pi q_{\text{внеш}}.$$

Введём венческое затемнение вещества:

Одн.

$$\left. \begin{aligned} \vec{D} &= \int \vec{E} + 4\pi \vec{P} && (\text{CGSE}) \\ &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} && (\text{SI}) \end{aligned} \right\}$$

$$\text{Е. изображения } [D] = [P] = \frac{\kappa}{m^2} \text{ (SI)}$$

Вектор  $\vec{D}$  не имеет самовзаимного флюса - то есть, это просто изолированный комплекс из  $\vec{E}$  и  $\vec{P}$ . Но тогда

$$\left. \begin{aligned} \oint D_n dS &= \int q_{\text{внеш}} && (\text{CGSE}) \\ &= q_{\text{внеш}} && (\text{SI}) \end{aligned} \right\}$$

т.е. один  $\vec{D}$  один также свободное затемнение внешней поверхности.

! Важное затемнение: если вектор  $\vec{D}$  зависит от всех зарядов (и  $q_{\text{внеш}}$  и  $q_{\text{внеш}}$ )

то есть это правило: изменяется свист  $\vec{D}$  и  $\vec{E}$ . И это свист различен для разных сред (!) Уравнение такой свист изменяется изолированного объекта. Следует проверить будет он иметь для несколько изолированных затемнений.

Линейное изображение  
изолированное

① Линейность:  $\vec{P} \sim \vec{E} \Rightarrow \vec{D} \sim \vec{E}$

$$② \text{ Допонение: } \vec{D} \uparrow \uparrow \vec{E} \Rightarrow \vec{D} \uparrow \uparrow \vec{E}$$

Это сб-ва независимы!

Второе правило:

$$\left| \begin{array}{l} \vec{P} = \alpha \epsilon_0 \vec{E} \quad (\text{SI}) \\ \vec{P} = \alpha \vec{E} \quad (\text{CGSE}) \end{array} \right.$$

$\alpha$  - коэффициент пропорциональности (зависит от вещества), входит в закон диэлектрического.

Тогда:

$$\text{SI: } \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + \alpha \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} (\varepsilon + \alpha)$$

$$\text{CGSE: } \vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} = \vec{E} + 4\pi \alpha \vec{E} = \vec{E} (1 + 4\pi \alpha)$$

Вторая козар-я - пропорциональность пропорциональность

среди:

$$\left| \begin{array}{l} E = (\varepsilon + \alpha) E_0 \quad (\text{SI}) \end{array} \right.$$

$$\left| \begin{array}{l} E = 1 + 4\pi \alpha \quad (\text{CGSE}) \end{array} \right.$$

Одноименное пропорциональность пропорциональность (SI)

$$\left| \begin{array}{l} \tilde{E} = \frac{E}{\epsilon_0} = \varepsilon + \alpha \end{array} \right.$$

Одноименное:

$$\boxed{\vec{D} = \epsilon \vec{E}} \quad \sim \text{одно в линейном изображении диэлектрика.}$$

(но  $\epsilon$  разное в SI и CGSE)

Люди:

$$\oint E d\ell = - \frac{\partial}{\partial t} \iint B_n dS \quad \left( \text{L} \right) \quad \left( \text{S} \right)$$

← справедливое всегда!

$$\iint D_n dS = \text{зебра}$$

(S+)

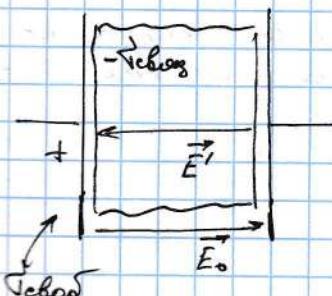
Люди:

$$\left| \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div } \vec{D} = \rho_{\text{зебра}} \end{array} \right. \quad \left( \text{S+} \right)$$

← справедливое всегда!

+ однородное уравнение  $\boxed{\vec{D} = \epsilon_0 \tilde{E} \vec{E}}$  (L+)

Подумайте, что наше определение  $E$  согласуется с оп. Райтингом (разные единицы конденсатора).



1) По Райтингу

$$E = \frac{C}{C_0}$$

Число:

$$C_0 = \frac{\text{зебра}}{U_0}, \quad U_0 = E_0 \cdot t$$

$$C = \frac{\text{зебра}}{U}, \quad U = E_S \cdot t$$

$$\Rightarrow \underbrace{\epsilon}_{\text{— т.е. } \epsilon \text{ показывает, во сколько раз}} = \frac{E_0}{E} - \text{составляется нал.}$$

2) По  $\vec{E}_0$  и  $\vec{E}'$  рассчитывается:  $\vec{E}_\Sigma = \vec{E}_0 + \vec{E}', \vec{E}' \perp \vec{E}_0$

$$E_0 = \kappa \cdot 4\pi q_{\text{возд}}$$

Аналогично  $E' = \kappa \cdot 4\pi q_{\text{возд}}$  (т.к.  $\vec{E}'$  согласно вышеизложенному заряду)

$$\Rightarrow E_\Sigma = E_0 - E' = \kappa \cdot 4\pi (q_{\text{возд}} - q_{\text{возд}})$$

Учтём:  $q_{\text{возд}} = P_n, P = \alpha E_0 E_\Sigma$

$$\Rightarrow E_\Sigma = E_0 - \kappa \cdot 4\pi \alpha E_0 E_\Sigma = E_0 - \alpha E_\Sigma \quad (\text{SI})$$

$$E_\Sigma = \frac{E_0}{1 + \kappa} = \frac{E_0}{\epsilon} \quad (\text{т.е. } \tilde{\epsilon} = 1 + \kappa)$$

$$\Rightarrow \underbrace{\epsilon}_{\text{— т.е. сущест. нал.}} = \frac{E_0}{E_\Sigma} \quad \text{— т.е. сущест. нал.}$$

Механическое дополнение  
уравнения для первичных изображений  
изображений

③ Пусть нал.  $\vec{E}$   $\Rightarrow \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \Rightarrow \oint \vec{E} d\ell = 0,$   
 $(\vec{E}) \quad \text{rot } \vec{E} = 0$

— т.е. нал.  $\vec{E}$  независимо. Появляются ли  $\vec{P}, \vec{D}$ ?

$$\text{M.A.} \Rightarrow \vec{D} = \epsilon \vec{E} \Rightarrow \vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon}$$

$$\oint \frac{d\ell}{\epsilon} = 0$$

$\Rightarrow$  неизвестно качесво однородности  $\epsilon = \text{const}$  во всём объёме  
 $\Rightarrow$  неизвестно качесво заряда  $\oint d\ell = 0 \Rightarrow \oint \epsilon d\ell = 0$

Появляются ли изображения, кто из них они не запечатаны.

②  $\oint D_n dS = q_{\text{возд}} \quad (\text{SI})$

— т.е. линей  $\vec{D}$  изменяется и запечатанного таково чт.  
 $q_{\text{возд}}$  (и "не запечатан"  $q_{\text{возд}}$ ). В этом случае от линии  $\vec{t}$ ,

$$\oint E_n dS = \kappa \cdot 4\pi (q_{\text{возд}} + q_{\text{возд}})$$

M.A.:  $\vec{D} = \epsilon \vec{E} \Rightarrow \oint \epsilon E_n dS = q_{\text{возд}}$

В однородной сфере

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = q_{\text{внутр}}$$

(S)

$$\text{или } \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{q_{\text{внутр}}}{\epsilon}$$

~ т.е. полок ослабляется в  $\vec{E}$  раз. Тогда, если всё пространство заполнено однородным диэлектриком, то  $\vec{E}$  в внешней зоне ослабляется в  $\vec{E}$  раз. Это значит, что в зоне сущего зарядов полей  $E_0$  и  $E'$  изменяется, таким образом меняется.

Что будет для поля  $\vec{D}$ ?

Сишает. |  $\oint \vec{D} \cdot d\vec{l} = ?$

(раскладывая на  
MHS) | (R)  $\oint \vec{P}_n \cdot d\vec{s} = ?$

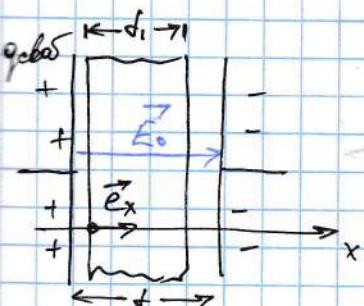
(S)

12.11.28.

Процессы вспоминания полей  
в диэлектриках.

- 1) В цепочке конденсатора находятся МД. Свободный заряд не обмежен  $q_{\text{внр}}$ . Контурное поле  $\vec{E}_{\text{внр}} = \frac{q_{\text{внр}}}{\epsilon}$ , диэлектропроводимость  $\epsilon$ , поле  $\vec{E}_0$  неизменно,  $f_s < s$ , поле  $\vec{E}$  обнаружено. Содержимое отличается от исходного.

Коэффициенты  $D(x)$ ,  $E(x)$ ,  $P(x)$ ,  $\chi_{\text{внр}}$ .



Предварительное изображение:

$$1) q_{\text{внр}} = \text{const} \Rightarrow \text{поле стационарное.}$$

$$(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0) \Rightarrow \text{пот } \vec{E} = 0$$

То есть заряд неизменен, если поле  $\vec{E} = \vec{E}(x)$ , причем для этого можно выбрать любой метод!

- 2) Без диэлектрика  $E_0 \parallel \vec{E}_x$ . Потому тогда из соображений симметрии предположим  $\vec{E} \parallel \vec{D} \parallel \vec{P} \parallel \vec{E}_x$

Теперь можно искать поля:

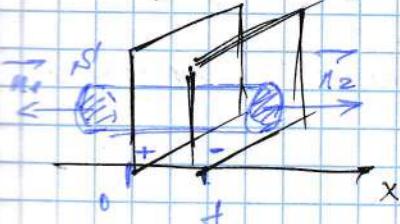
- 3) В  $y$ -е плоскости  $\vec{D}$  входит только  $q_{\text{внр}}$ :

$$\oint \vec{D}_n \cdot d\vec{s} = q_{\text{внр}} \quad (\text{SI})$$

Водородный гауссову law - это - обратная. Числова. образующаяся вдоль  $x$ .

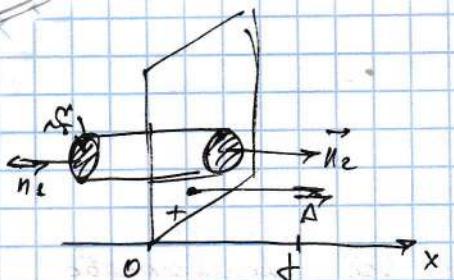
- a) горизонт за исключением конденсатора

$$\Rightarrow \sum q_{\text{внр}} = 0 \Rightarrow \vec{D} = 0 \quad \text{Все конденсаторы}$$



δ) один разрез волны, другой вне конденсатора

$$D_{n2} = 0, D_{n2} = D - \text{const}$$



$$\oint D_n dS = D \cdot S_T = \epsilon_{\text{free}} \cdot S_T$$

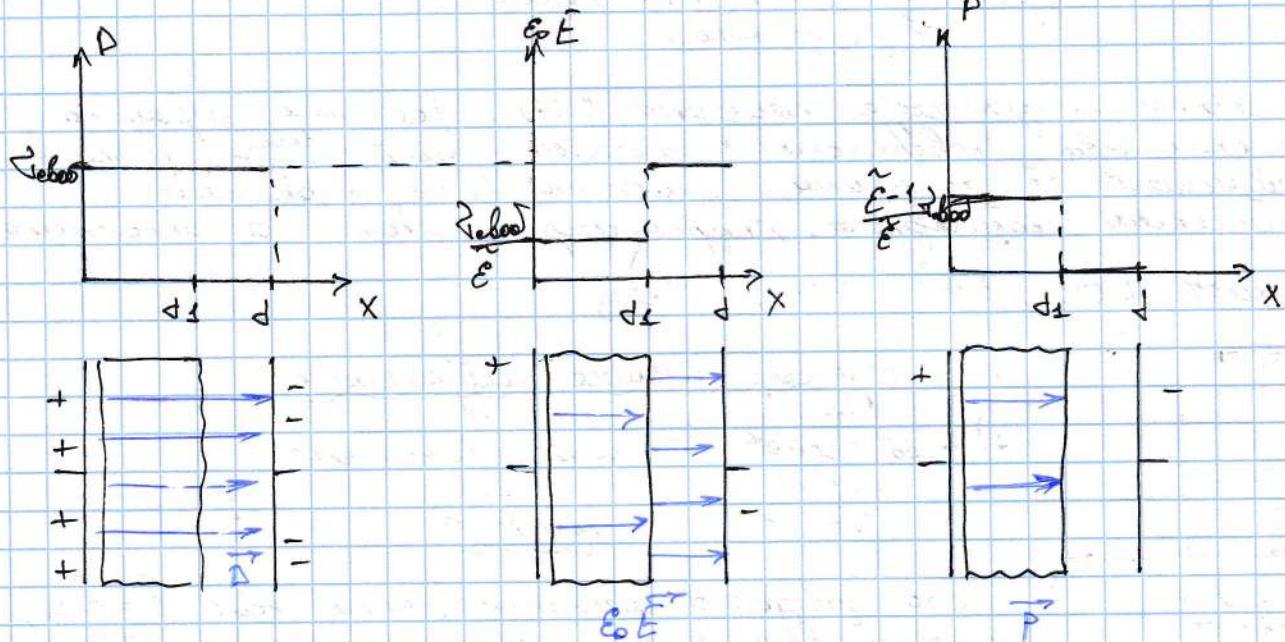
$$D = \epsilon_{\text{free}}, \quad x \in [0, d_1]$$

$$2) a) \text{НУА} \Rightarrow \vec{D} = \epsilon \vec{E} \Rightarrow \vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0 \epsilon} \text{ в масиве } (x \in [0, d_1])$$

δ) в конденсаторе бес масивы волны  $\Rightarrow \tilde{E} = \tilde{e} \Rightarrow$

$$\Rightarrow \vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0}, \quad x \in (d_1, d_2]$$

$$3) \text{По опт. } \vec{D} = \epsilon_0 \tilde{E} + \vec{P} \Rightarrow \vec{P} = \begin{cases} \frac{\tilde{e} - 1}{\tilde{e}} \vec{D}, & x \in [0, d_1] \\ 0, & x \in (d_1, d_2] \end{cases}$$

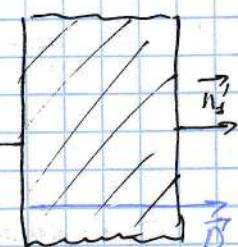


$$4) \epsilon_{\text{free}} = P_n' \Big|_{\substack{x=0 \\ x=d_1}} \quad (\tilde{e} \text{ из гипотезы в волнах})$$

$$\Rightarrow \epsilon_{\text{free}} = \frac{\tilde{e} - 1}{\tilde{e}} D_n' = \frac{\tilde{e} - 1}{\tilde{e}} \epsilon_{\text{free}}, \quad x=d_1$$

$$\epsilon_{\text{free}} = -\frac{\tilde{e} - 1}{\tilde{e}} \epsilon_{\text{free}}, \quad x=0,$$

Конденсаторный баланс: как изменится, если поглотить обе волны?



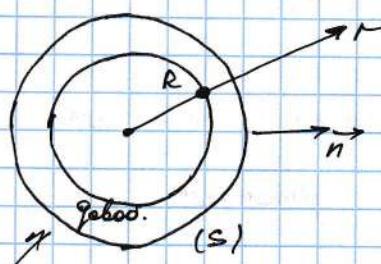
② Скора заряжается зарядом гравит и передается в масивной НУА с изволнением ε. Радиус сферы R.

Матрицы  $\vec{E}^{(n)}, \vec{D}^{(n)}, \vec{P}^{(n)}, \epsilon_{\text{free}}$ .

Без диполейного  $E_0 \uparrow \vec{e}_r$ , т.е. если нет внешнего поля ( $\text{rot } \vec{E}_0 = 0$ ). Тогда предполагаем, что  $\vec{E} \perp \vec{D} \perp \vec{P} \perp \vec{e}_r$  — имея нет внешнего поля и диполейного поля вблизи симметрии.

$E \parallel D \parallel P \parallel \vec{e}_r$  — имея нет внешнего поля и диполейного поля вблизи симметрии.

1)



$$\oint D_n dS = q_{shel} \quad (\text{SI})$$

(S) Гауссова лоб-ди - симметрия  $\Rightarrow$

$$D_n = D \quad (\text{т.к. } \vec{D} \parallel \vec{e}_n), \quad D = \text{const} \quad \text{на (S)}$$

6) симметрически

зарядов лоб-ди

$$\Rightarrow \oint D_n dS = D \oint dS = D \cdot 4\pi r^2 = q_{shel} \quad (r \geq R)$$

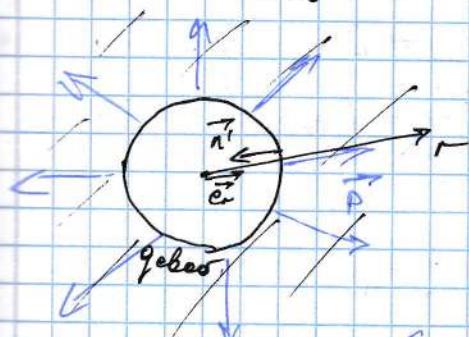
$$D = \begin{cases} 0, & r < R \\ \frac{q_{shel}}{4\pi r^2}, & r \geq R \end{cases}$$

$$2) \Delta U \Delta \Rightarrow E_n = \frac{D_n}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q_{shel}}{4\pi r^2 \epsilon_0 \epsilon}, \quad r \geq R$$

$$3) P_n = D_n - \epsilon_0 E_n = \frac{q_{shel}}{4\pi r^2} \left( 1 - \frac{1}{\epsilon} \right)$$

Понял симметрию  
(гдео. зарядов на обеих пластинах.)

$$4) V_{shel} = P_n |_{r=R}, \quad \text{т.е. } \vec{n}' - \text{из дипольного поля (1)}, \quad \text{т.е. } \vec{n}' \perp \vec{N} \vec{e}_r$$



$$\Rightarrow P_n' = -P_n |_{r=R} = -\frac{q_{shel}}{4\pi R^2} \left( \frac{1}{\epsilon} - 1 \right)$$

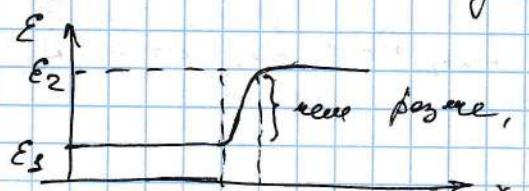
$$V_{shel} (r=R) = \frac{q_{shel}}{4\pi R^2} \left( \frac{1}{\epsilon} - 1 \right) < 0$$

( $\epsilon > 1$ )

Контр. вопрос: диэлектрик не имеет заряда, но  $V_{shel} < 0$ . Это возможно при этом з-ти соотношения электрического заряда?

Заряды в диэлектрике

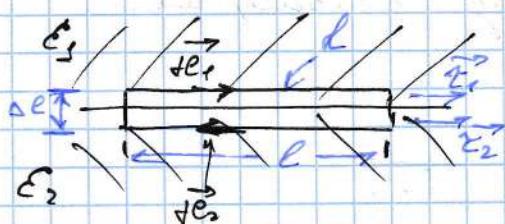
До сих пор все рассмотренные модели диполейной диэлектрика ( $\epsilon$  не зависит от координат). Теперь же рассмотрим зависимость  $\epsilon$  от координат, если  $\epsilon = \epsilon(r)$ . Тогда в общем разных (стационарных) изменениях  $\epsilon$ .



Все разные, все разные для различных.

В случае резкой границы разделяющей две среды с одинаковой емкостью  $D_1, D_2$ , а с другой стороны со средой  $(\Gamma^Y)$  - соединение между этими пластинами.

### ① $\Gamma^Y$ по $E_x$



На небольшом удалении от границы можно считать поле постоянным. Но говорим о широкой границе  $E$

$$\oint E_x d\ell = - \int \frac{\partial}{\partial x} B_n dS \quad (1)$$

1) Конец ( $\ell$ ) - прямолинейный, выпуклый вправо граничка.

2)  $|\vec{E}_1| = |\vec{E}_2| = 1$ ,  $\vec{r}_{x1}, \vec{r}_{x2}$  - по касательной к границе,

3)  $\frac{\Delta \ell}{\ell} \ll 1$ ; в пределах  $\ell$   $\vec{E} = \text{const}$

т.к.  $\vec{f}_{E_x} \uparrow \vec{r}_{x1}$ ,  $\vec{f}_{E_x} \uparrow \vec{r}_{x2}$ :

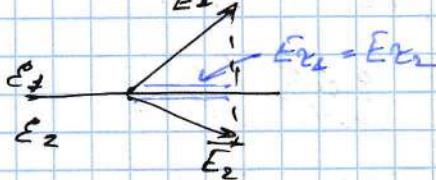
$$\oint E_x d\ell = E_{x1} \ell - E_{x2} \ell + O\left(\frac{\Delta \ell}{\ell}\right) \quad (2)$$

т.к.  $\Delta \ell \ll \ell$

$$\iint B_n dS = \langle B_n \rangle \ell \Delta \ell \rightarrow 0 \quad \text{при } \Delta \ell \gg 0 \quad (B_n < \infty)$$

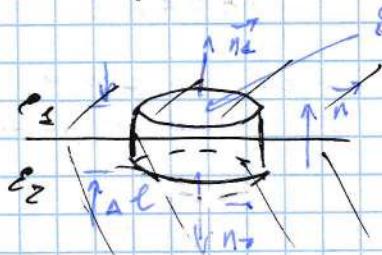
$$\Rightarrow E_{x1} \ell - E_{x2} \ell = 0$$

$$\boxed{E_{x1} = E_{x2}} \quad \text{верно!}$$



Замечание:  $D_{x1} \neq D_{x2}$ , !  
 $P_{x1} \neq P_{x2}$  !

### ② $\Gamma^Y$ по $D_n$



Для  $\Gamma^Y$  по  $D_n$   $\vec{D} (\vec{S})$

$$\oint D_n d\ell = q_{\text{заряд}} \quad (3)$$

1) Задача новая - короткий ( $\Delta \ell \ll \sqrt{S_r}$ )  
 общ. условие.  
 ("искусство", её можно использовать для широкой границы)

2)  $\vec{n}$  - норма для среды перехода к границе (всегда из  $\vec{x}$ -и в  $\vec{x}$ -и),  $\vec{n}_1 \uparrow \vec{n}$ ,  $\vec{n}_2 \uparrow \vec{n}$

$$\Rightarrow \oint D_n d\ell = D_{n1} S_r + D_{n2} S_r = (D_{n1} - D_{n2}) \cdot S_r \quad (5)$$

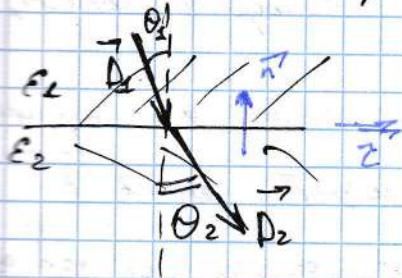
$$q_{\text{бес}} = \int \int \int q_{\text{бес}} dV + \int \int q_{\text{бес}} dS = \langle q_{\text{бес}} \rangle \cdot S_r \frac{\Delta L}{\rightarrow} + \langle q_{\text{бес}} \rangle \cdot S_r =$$

$$= \langle q_{\text{бес}} \rangle \cdot S_r$$

$$\Rightarrow D_{2n} - D_{2n} = \langle q_{\text{бес}} \rangle$$

Если  $\langle q_{\text{бес}} \rangle = 0$ , то  $D_{2n} = D_{2n}$

но превышение естественных процессов  
и землетрясение вызывают генераторы  
(НЧА)



$$\text{Тогда } \langle q_{\text{бес}} \rangle = 0 \Rightarrow D_{2n} = D_{2n}$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{D_r}{D_n} \Rightarrow \operatorname{tg} \theta_f = \frac{D_{2r}}{D_{2n}}$$

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{D_{2r}}{D_{2n}} = \frac{E_{2r}}{D_{2n}}$$

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2} = \frac{D_{1r}}{D_{2r}} = \frac{E_1 E_{2r}}{E_2 F_{2r}} = \frac{E_1}{E_2} \Rightarrow \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2} = \frac{E_1}{E_2}$$

Т.к.  $300 \text{ НЧА}$ , то имеет одинаковые для  $D$  и  $E$ .

Следовательно на макротрещинах  
в генераторах.

Как практические генераторы  $\vec{E}_{\text{макр}}$ ,  $\vec{A}$ ,  $\vec{T}$  в генераторах? Имеет ли  
 $300$  сдвиг в пропорции?

1) Идея коэффициентов излияния: если коэффициенты заложены  
генераторами, то

$$q = |\vec{E}_{\text{макр}}| \cdot f$$

(в масштабе коэффициента)  $\Rightarrow$  излияние  $U \rightarrow$  реальное  $\vec{E}_{\text{макр}}$ .

2) Возможны ли прямые излияния? В конечном  $\vec{E}$  - имеются  
хар-ки:

$$\vec{E} = \vec{q}'$$

Справедливо ли  $300$  в генераторе? Здесь  $q'$  - предметный  
затяг,  $\vec{q}'$  - норма на него (измерит!) действующими на него  
силами

Но:

1) Предметный  $f$ : если  $q'$  - действующими затяг (или нет), то  $300$   
такой же, как и в генераторе, невозможно сдвинуть. Г. Задача: Когда  
затяг действует на генератор! Г. И затяг сдвиг затягивается, то  
 $F$  действует сдвигом в право, а норма удерживается направо,  
так что, норма макротрещин. Однако выходит.

Проблема 2: выявление заряженного пробного ~~вещества~~ ~~вещества~~ наил (когда бы это не было  $\Gamma_4$ ). Если тело получает заряд, то оно становится ~~изолированным~~. Оно же излучает

Проблема 3:

В неоднородном поле разделы концентрической сферы симметричны — т.е. радиус сферы будет пропорциональным к пробному телу. Но тогда времена  $\tau_L$ -их появление будет одинаково! И выводимо  $F_{\text{упр}} > F_{\text{эк}} - \text{т.е. появится}$  такое электрическую силу нельзя!

Симметричные разделы имеют одинаковую изменность — передает в среде изменение и в ней появляется  $q'$  в поле вокруг! Но прекрасный образец, появляется не передает, т.к. передание изменения может иметь различные значения. Существует 3 образца изменения, когда нет изменения.

Третий направление  $\vec{E}$  известно, а  $\vec{E}'$ -доказано находя  $\varphi$ -координату

① Поясок в виде узкого цилиндра с ограниченной шириной  $E$



Поясок заслуживает  $q'$  далеко от корпуса. Найдём свою изменение изолированного изменения изолированного изменения.

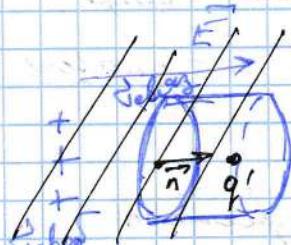
$$\Gamma_4: E_x = \text{const}$$

$$\text{В нашем случае } E = E_x \Rightarrow \vec{E}_{\text{нар}} = \vec{E}$$

т.е. здесь возможно применить изменение  $\vec{E}$ . Но  $\vec{D}$  изменяется, в поле  $\vec{E} = \vec{E}_0 \Rightarrow \vec{D}_{\text{нар}} = \epsilon_0 \vec{E}_{\text{нар}}$ ,

$$\text{в сфере (NIA)} \quad \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \Rightarrow \vec{D}_{\text{нар}} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0}$$

② Поясок в виде короткого изолированного цилиндра ("конус") с ограниченной шириной  $E$



$$\Gamma_4: D_n = \text{const} \quad (\vec{D}_{\text{нар}} = 0 \text{ на границе})$$

$$\text{В нашем случае } D = D_n \Rightarrow \vec{D}_{\text{нар}} = \vec{D}$$

Рассматриваем NIA  $\Rightarrow \vec{E}_{\text{нар}} = \epsilon_0 \vec{E}$

$$\vec{F} = q' \vec{E}_{\text{нар}} = q' \epsilon_0 \vec{E} = q' \frac{\vec{D}}{\epsilon_0}, \text{ т.е. } \vec{F} \sim \vec{D}$$

т.о., здесь изолированный изменение  $\vec{D}$   $\Rightarrow$  изменение  $\vec{E}$ .

③ Сферический поясок. В случае NIA поясок имеет вид  $\vec{E}$  и  $\vec{E}_{\text{нар}}$ :

$$\vec{E}_{\text{нар}} = \frac{\vec{E} + 2}{3} \vec{E} \text{ (SI)}$$

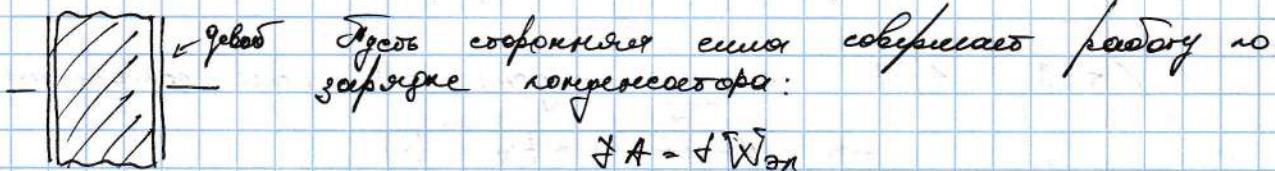
то в случае изолированного однородного изолированного

$$E_{\text{нек}} = \vec{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \vec{P}$$

Расчет генеродных (см. приведение)

Причины за-օօ հոյ Ե գնացքում.

Во-первых, как начинаясь диэлектрика влечет за энергию за-օօ հոյ. Рассмотрим простейший конденсатор с зарядом.



Как получается эта работа?

Ученик:  $W_{en} = U \bar{J}_n - \sigma \cdot e$ . энергия - ф-я соединения, потому безразлично, как переносить заряд. Можно через диэлектрик (но тогда не зная, как  $fA$  записать), а можно через чистое пространство вокруг конденсатора, тогда

$fA_{раб} = U \bar{J}_q$  (переносим заряд!)

$$\rightarrow fW_{en} = U \bar{J}_q \rightarrow \bar{W}_{en} = \int U \bar{J}_q$$

- о.е. ее зависит от начального диэлектрика!

Оп-е с зависи-մостью:

$$W_{en} = \frac{1}{C} \int_0^{\text{раб}} q \bar{J}_q = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2}$$

Как же называть диэлектрик? Чем зависит от е?

По Герцеру:  $C = \epsilon C_0$

Значит ли более зрячий диэлектрик будущее работы?!

Но самое деле настолько это:

а) если  $U = \text{const}$  (конденсатор все время подключен к источнику), то  $\bar{W}_{en}$  равен за счет работы источника;

б) если  $q_{раб} = \text{const}$  (конденсатор заряжен и отключен), то  $\bar{W}_{en}$  увеличивается.

Контрольный вопрос: куда "ищется"  $W_{en}$  (на что расходуется)?

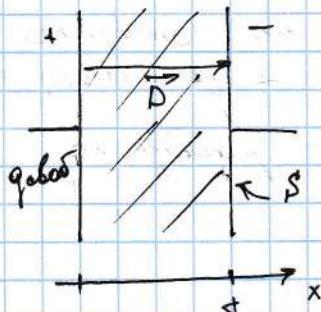
Поглощаемая электрической энергией.

Вывод: энергия в поле (использовано в преобразование, заменено полем), т.е.

$$W_{\text{an}} = \iiint_{(V)} w_{\text{an}} dV$$

Что такое  $w_{\text{an}}$  при наименее дисперсии?

Рассмотрим на примере плоского конденсатора, помимо заштрихованной дисперсии.



Слово исследование:

$$W_{\text{an}} = \int_{\text{области}} U dq \quad (1)$$

1) В наименее конденсаторе имеем однородное  
 $\Rightarrow U = \int_{\text{области}} E_x dx = ED \quad (2)$

2) Находим  $dq$ . Уже вычисляем (из. теоремы О.-Г.)

$$D = D_n = \int_{S} \frac{q_{\text{electrode}}}{S} \quad (\text{SI})$$

$$\frac{q_{\text{electrode}}}{S} \quad (\text{CGSE})$$

$$\Rightarrow dq = dq_{\text{electrode}} = \begin{cases} S \cdot d & (\text{SI}) \\ \frac{S}{4\pi} \cdot dD & (\text{CGSE}) \end{cases} \quad (3)$$

Подставляем (2), (3), в (1):

$$W_{\text{an}} = \int_{\text{области}} \int_{D} E \cdot S \cdot dD \quad (\text{SI}) = \int_{\text{области}} S \cdot d \int_{0}^D E \cdot dD$$

$$\int_{\text{области}} E \cdot \frac{S}{4\pi} \cdot dD \quad (\text{CGSE})$$

Чтобы:  $S \cdot d = V$  - объем плоского конденсатора (это и есть объем, занесший заряд!)  $\Rightarrow$  можно записать плоскость заряда.

$$W_{\text{an}} = \int_{\text{области}} \int_{0}^V E \cdot dD \quad (\text{SI})$$

$$\left( \frac{1}{4\pi} \int_{\text{области}} E \cdot dD \quad (\text{CGSE}) \right)$$

- это одинаковое общее воздействие стабильного заряда, в одном случае.

В случае ИУД  $D = \epsilon E$ , тогда

$$W_{\text{an}} = \int_{\text{области}} \frac{\epsilon E^2}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon} = \frac{ED}{2} \quad (\text{SI})$$

$$\int_{\text{области}} \frac{\epsilon E^2}{8\pi} = \frac{D^2}{8\pi\epsilon} = \frac{ED}{8\pi} \quad (\text{CGSE})$$

Важное замечание: получаемое выражение однозначно стабильности заряда (не только в наименее дисперсии), в т.ч. а таки переменных параметрах (если  $E$  не зависит от  $w$ )

## Преимущество:

Вспомогательное поле в сферич. полюсе.

Тогда дипольное поле изобрано однородно, т.е. конформно, т.е. однородно  $\Rightarrow$  и внешнее поле  $\vec{E}$  в диполе однородно (т.к.  $\vec{P} = \alpha \epsilon_0 \vec{E}$ ).



Наше  $E_{\text{нар}}$ , что это предположение, что поле однородно или равномерно поле изобрано.

Полное поле складывается:

$$\vec{E}_{\text{нар}} + \vec{E}_{\text{вн}} = \vec{E} \quad \text{или}$$

внешнее поле.

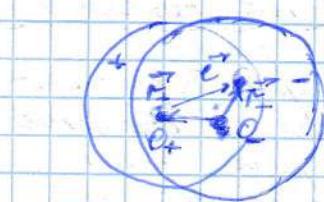
Наше  $E_{\text{вн}}$  - нее равномер. поле изобрано. Так это это предположение нам в пользу с  $+p_u - p$ , потому что складывается на  $\vec{E}$ .

При этом суммируем:  $\vec{E}_{\text{вн}} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$

По р. О.-Г.:

$$\oint \vec{E} dS = k \cdot 4\pi \int p dV \quad (3)$$

(4)



$$E_+ = k \cdot \frac{4\pi}{3} f^+ r_+ \quad \text{или} \quad \vec{E}_+ = k \cdot \frac{4\pi}{3} f^+ \vec{r}_+ \quad (\text{т.к. } f = f^+)$$

$$\text{аналогично} \quad \vec{E}_- = -k \cdot \frac{4\pi}{3} f^- \vec{r}_- \quad (5)$$

$$\vec{E}_{\text{вн}} = k \cdot \frac{4\pi}{3} f (\vec{r}_+ - \vec{r}_-) = -k \cdot \frac{4\pi}{3} f \cdot \vec{r}$$

$$\text{Также: } \vec{f} \vec{r} = \vec{p} \Rightarrow \vec{E}_{\text{вн}} = \begin{cases} \vec{p} = \frac{4\pi}{3} \vec{P} \\ -\frac{1}{3\epsilon_0} \vec{P} \end{cases} \quad (\text{CGSE}) \quad (6)$$

$$(\text{т.к. } p \vec{r} = \frac{q_u}{V} \vec{r} = \frac{ie \cdot N}{V} \vec{r} = n \vec{r} = \vec{P})$$

$$\text{Тогда } \vec{E}_{\text{нар}} = \vec{E} - \vec{E}_{\text{вн}} = \begin{cases} \vec{E} + \frac{1}{3} \vec{P} \\ \vec{E} + \frac{1}{3\epsilon_0} \vec{P} \end{cases} \quad (\text{CGSE}) \quad (7)$$

Если загадка  $\vec{e}$ , то можно сделать  $\vec{P}$ :

$$8 \quad \vec{P} = \alpha \epsilon_0 \vec{E}$$

$$E = E_0 (1 + \alpha) \quad \text{или} \quad \vec{E} = \vec{E} + \vec{P} \Rightarrow \alpha = \vec{E} - 1$$

$$\text{тогда} \quad \vec{P} = (\vec{E} - 1) \epsilon_0 \vec{E}$$

$$\vec{E}_{\text{нар}} = \vec{E} + \frac{1}{3} (\vec{E} - 1) \vec{E} = \underbrace{\frac{2}{3} \vec{E}}_{\text{или}} \quad (8)$$

То же для  $\vec{E}$  CGSE:  $\vec{P} = \alpha \vec{E}$

$$E = 1 + 4\alpha \Rightarrow \alpha = \frac{E - 1}{4\pi} \Rightarrow \vec{P} = \frac{E - 1}{4\pi} \vec{E}$$

$$\vec{E}_{\text{нар}} = \vec{E} + \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{E - 1}{4\pi} \vec{E} = \underbrace{\frac{2}{3} \vec{E}}_{(9)}$$

## Секция про изохорическое динамометрика

Оп. Система, которое действует на динамометр со стороны ЗН-020 пока, действующий изохорический

Происходит возникновение этих сил - действие изохорического поля на динамометр (действие возникает в общем случае поля)

$$|\vec{E}_-| > |\vec{E}_+| \Rightarrow |\vec{F}_-| > |\vec{F}_+| \\ \Rightarrow \vec{F}_\Sigma = (\vec{F}_- + \vec{F}_+) \uparrow\uparrow \vec{F}_-$$

Изохорическое есть не только в изохроме, это и изохорическое изохромия (это изохорическое создается, например, движением изохорического изохрома). Тогда действие изохорического изохрома динамометра сила динамометра деформируется (это явление называется изохроматикой), в нем возникает изохроматическое напряжение.

В результате на заряженное тело в динамометре действует и изохроматическое, и изохроматическое, и изохроматическое. "Равнодействующая" этих силов и вспомогательных силовых равнодействует силою. Но есть случаи, когда сила изохромы величина без физического анализа их происхождения. Для этого есть:

### Динамометрический метод изохроматики

Этот метод одновременно измеряется и изохроматического, и изохроматического изохромы.

a) проводники изохроматических и изохроматических изохром

$$\Rightarrow g = \text{const}$$

В этом случае при всех изохромах изохроматиков и динамометров пока совершают свободу за счет единицы  $\Delta W_n$ .

$$\Delta A_{3n} = - \sqrt{\Delta W_n} \Big|_g \quad (1)$$

(Здесь учитывается, что  $\Delta W_n = \Delta W_m$ ).

После действия силы  $\vec{F}$ , изохроматическое сопротивление  $\Delta x$ , тогда по опр. работы

$$\Delta A_{3n} = F_x \Delta x \quad (2)$$

Из (1), (2)

$$F_x = - \frac{\partial \Delta W_{3n}}{\partial x} \Big|_g$$

Итак:

② Текущее (свободное) зарядов  $q_1, q_2$  в диэлектрике (1УД)

задача решена с. Можем нарисовать:

$$W_{3n} = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \tilde{\epsilon}} \sim \frac{1}{\tilde{\epsilon} r^4}$$

(напоминаем  $\tilde{\epsilon}$ , т.к. пока  $\tilde{\epsilon}$  зависит только от  $q_{\text{общ}}$ )

$$\Rightarrow W_{3n} = \iiint w_{3n} dV \sim \frac{1}{\tilde{\epsilon} r}$$

(V)

$$\Rightarrow F \sim \frac{1}{\tilde{\epsilon} r^2}$$

также если сб-ко физ. не изменяется в объеме + пропорционально

Базисо (!) 1) Поясните результатирующий силы (и упр., и эл.)!

- 2) Диэлектрик разделен, заполнен всё проводниками (не упоминая ГУ)
- 3) Заряды разделены быть может на один из которых

③ Сила, действующая на обкладку плоского конденсатора.

а) неподвижного рода (без использования  $W_{3n}$ )

1УД с извещением  $\tilde{\epsilon}$  в конденсаторе  $\Rightarrow$

$$D = \frac{q_{\text{общ}}}{\epsilon_0 \tilde{\epsilon}}$$

$$E = \frac{D}{\epsilon_0 \tilde{\epsilon}} \Rightarrow E = \begin{cases} \frac{q_{\text{общ}}}{\epsilon_0} & \text{в зазоре} \\ \frac{q_{\text{общ}}}{\epsilon_0 \tilde{\epsilon}} & \text{в 1УД} \end{cases}$$

$$|F| = q_{\text{общ}} \cdot \frac{l}{2} \frac{q_{\text{общ}}}{\epsilon_0}$$

( $\frac{l}{2}$  из-за того, что  $E$  создано зарядами обеих обкладок; сила действует в зазоре, т.к. обкладка не пасет на пластину)

~ электрической силы

б) динамический рода:

1УД заполнен всё конденсатор

$$W_{3n} = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2}{2\epsilon_0 S} \sim \frac{1}{\tilde{\epsilon}} \quad (C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{\tilde{\epsilon}})$$



Любая обкладка смещается на  $\Delta x$ :

$$F_x = - \left. \frac{\partial W_{3n}}{\partial x} \right|_q$$

$$W_{3n} = \frac{q^2 x}{2\epsilon_0 \tilde{\epsilon} S} \Rightarrow F_x = - \frac{q^2}{2\epsilon_0 \tilde{\epsilon} S} = - \frac{q \cdot \tilde{\epsilon}}{2\epsilon_0 \tilde{\epsilon}} \sim \frac{1}{\tilde{\epsilon}}$$

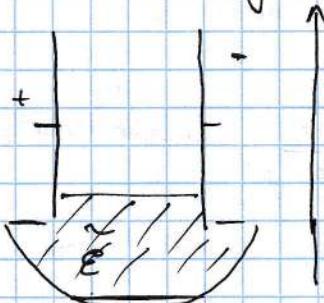
Знак "-" в формуле доказывается приложением.

| Но теперь  $F_x \sim \frac{1}{\tilde{\epsilon}^2}$ , в случае (a)  $\tilde{\epsilon}^2$  можно не зависеть.

Какой здесь вероятный?

Одно вероятное, наименее соответствующее случаю (a)  $\Rightarrow \tilde{\epsilon}^2$  можно не зависеть, контактная пара с обеими контактами  $\Rightarrow$  контактная пара  $F_{\text{ан}}$ . Во 2-м случае одна пара  $\Rightarrow$  контактная пара  $F_{\text{ан}}$  и  $F_{\text{ан}}$ , т.е. наименее  $F_{\Sigma}$  и разница между контактными парами этой пары невозможна!

### ③ Влияние диэлектрика в конденсатор.

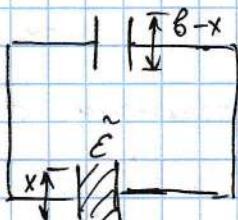
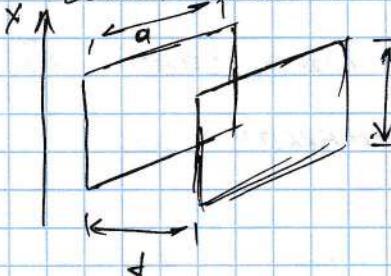


Конденсатор заряжен, состоящий из исходного, заданного заряда и малого заряда в  $\tilde{\epsilon}$ .

Какое сила действует на диэлектрик?

$$F_x = - \frac{\partial W_{\text{an}}}{\partial x} \Big|_q = - \frac{1}{4\pi} \left( \frac{q^2}{\epsilon_0 C} \right) \Big|_q = + \frac{q^2}{2\epsilon_0 C^2} \frac{\partial C}{\partial x}$$

Чтобы максимум  $C(x)$ , используем эквивалентную схему:



$$C = \frac{\epsilon_0 q (b-x)}{V} + \frac{\epsilon_0 \tilde{\epsilon} a x}{V}$$

$$\frac{\partial C}{\partial x} = - \frac{\epsilon_0 q + \epsilon_0 \tilde{\epsilon} q}{V} = \frac{\epsilon_0 q (\tilde{\epsilon} - 1)}{V}$$

т.к.  $\tilde{\epsilon} > 1$ , то  $\frac{\partial C}{\partial x} > 0 \Rightarrow F_x > 0$  - притягивается!

(известно факт притяжения зарядов)

5) Противодействие внешней силы составляется перемещением к исходному.

Следовательно сила из гравитационных соударений

$$\Delta A_{\text{нек}} = \Delta W_{\text{ан}} + \Delta A_{\text{нек}}.$$

$\Delta A_{\text{нек}}$  - работа з.п. поля (например, по вспомогательному диэлектрику)

$$\Delta W_{\text{ан}} = \frac{C U^2}{2} \Rightarrow \Delta W_{\text{ан}} = \frac{U^2}{2} \frac{\partial C}{\partial x}$$

$$\Delta A_{\text{нек}} = F_x \cdot x$$

$$\Delta A_{\text{нек}} = \tilde{\epsilon} \cdot q = U \cdot q = U^2 \frac{\partial C}{\partial x} \quad (\text{т.к. } q = U C)$$

$$\Rightarrow U^2 \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{U^2}{2} \frac{\partial C}{\partial x} + F_x \cdot x$$

$$\Rightarrow F_x = \frac{U^2}{2} \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial W_{\text{ан}}}{\partial x} \Big|_U$$

| Основное:

$$F_x = -\frac{\partial W_{3n}}{\partial x} \Big|_q = +\frac{\partial W_{3n}}{\partial x} \Big|_u$$

Вернёмся к примеру ⑤ (воздействие динамометра в супензии). Получим

$$F_x = -\frac{\partial W_{3n}}{\partial x} \Big|_q = \frac{q^2}{2C^2} \frac{dC}{dx} = \frac{u^2 fC}{2} = \frac{\partial W_{3n}}{\partial x} \Big|_u$$

т.е. сила супензии при  $q = \text{const}$  и  $u = \text{const}$ . Но сила супензии не зависит от времени, а время проходит за супензии зерновок, они это видят, поэтому динамометру всё равно, что подавлено ( $q$  или  $u$ )

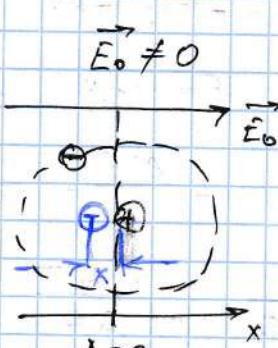
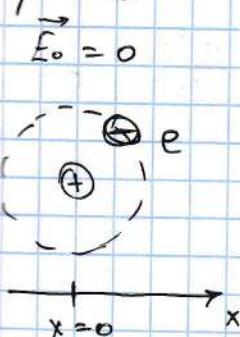
Резонансные механические колебания зерновок.

Это самые реальные  $\alpha$  и  $\varepsilon$  физически возможные. Но параметров от него они зависят, как зависят от физических величин (в частности от  $T$  или  $p$ ). Найденный строгий закон — явление, что все рассмотрено (проблема исчерпана)

Колебание ("экспоненциальное") механических систем при  $E_0 \neq 0$ .

Рассмотрим случай с неподвижным моментом, т.е. при  $\vec{E}_0 = 0$  супензия движется с постоянной скоростью  $\vec{P}_0 \neq 0$  когда  $E_0 \neq 0$ , она ничего (!) деформируется

Пример: если  $M \rightarrow \exists$  экспоненциал.



Если  $E_0$  величина, деформация исчезнет.

т.е.  $M_+ > M$ , то супензия + преобразование мало, есть деформация из-за супензии -.

Мера деформации -  $|X|$  (сдвиг вдоль  $x$  при  $x=0$ ),

Тогда при  $E_0 \neq 0$  получим гипотезу момента

$$P = |E_0| X, \text{ очевидно } X \sim E_0$$

Введём коэф-т пропорциональности:

$$P = \beta E_0 E_0$$

- единственный момент супензии в супензии. В многоэлементных супензиях всё происходит аналогично.

Коэффициент в называемый напряженностью макрокупа.

Уз спосоу извесено:  $\beta$  различен у разных макрокуп.

Выводим напряженность  $\beta$ - $\alpha$   $\propto$  через  $\beta$ :

$$\beta = \alpha E_0 E_0$$

Уз опр.

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N p_i = \frac{N}{\Delta V} P = n p = (\text{все макрокупы одинаковы}) \\ &= n \beta E_0 E_0 \\ \Rightarrow \underbrace{\alpha = n \beta} \end{aligned}$$

Но реально - то это пока ничего не means! Потому  
коэффициент друг между всех и одинаков ( $\alpha$ ) через функцию ( $\beta$ )  
Ч всё - таки кое - какая изменяется свойствах  
напряженности того есть! Но у - то составлен простого  
раза!

$$P_g = n \kappa T \quad (P_g - \text{давление})$$

$$\Rightarrow n = \frac{P_g}{\kappa T} \quad \Rightarrow \underbrace{\alpha = \frac{P_g}{n T} \beta}_{\beta}$$

- однако заявляет, что  $\beta$  не зависит от  $T$  (но  
крайний случае при не существует бесконечных  $T$ ). Теперь  
учтём "автоматичность" ( $|x| \sim E_0$ ). Выведем  $\kappa$  - энергетическое  
коэффициент "единичный" макрокупы, тогда

$$F_{\text{упр}} x = - \kappa x$$

Закон динамики Эйнштейна:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_{\text{упр}} x + F_{\text{упр}} x = - |e| E - \kappa x$$

В статическом поле  $E \neq E(t)$  ( $E = \text{const}$ )  $\Rightarrow \frac{d^2 x}{dt^2} = 0$

(статическая деформация)  $\Rightarrow x = - \frac{|e| E}{\kappa} = \frac{c E}{\kappa}$

Учтём:

$$E = \frac{P}{\alpha E_0} = \frac{P}{n \beta E_0} = \frac{n p}{n \beta E_0} = \frac{p}{\beta E_0}$$

$$\Rightarrow x = \frac{c p}{\kappa \beta E_0} = \frac{c^2 x}{\kappa \beta E_0} \quad (p = |e| x)$$

$$\Rightarrow \underbrace{\beta = \frac{c^2}{\kappa E_0}}$$

Означает: к коэффициент оценить: если  $E = E(t)$ , то функция  
коэффициента  $\beta$   $\omega^2 = \frac{c^2}{\kappa E_0}$ , величина  $\omega$  определяется из  
экспериментов (специфических). Тогда  $\kappa = E_0 \omega^2$

$$\Rightarrow \beta = \frac{e^2}{m_e \omega^2 \epsilon_0}$$

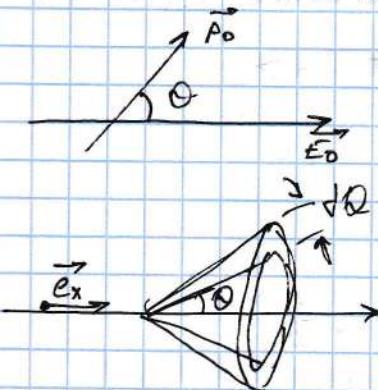
Следовательно  $\beta \approx 10^{-24}$  (CGSE)

Ориентация нейтронов механически параллельна  
(одинаковой конфигурации магниту)

Рассмотрим движение, у которого имеются центр  
движения и вектор  $\vec{p}_0$  зависящий от  $E_0 = 0$ . Движение  
при  $E_0 \neq 0$  такое же есть, но сдвиг (перефаза).

При  $E_0 = 0$  из-за гравитации  $\langle \vec{p}_0 \rangle_t = 0$ .

Влияние наше  $E_0$  ориентирует вектор. Помимо параллельности  
к длине такого движения.



Движение движется строго радиально  
излуча, потому что  $\theta = \text{const}$  угол.  
Тогда значение  $\phi$  зависит от времени  $t$   
параллельно  $x$  движению, у которого  
 $\vec{p}_0$  оставляет угол  $\theta$  со  $\vec{E}_0$  и  $\vec{p}_0$  с  
осью  $x$  ( $\vec{E}_0 \parallel \vec{E}_0$ ):

$$d\vec{p}_x = f_n \cdot p_{0x} = f_n \cdot p_0 \cos \theta \quad (\text{т.к. } \vec{P} = n \vec{p}),$$

$f_n$  - число нейтронных диполей в единице обёма.  
Они лежат в гравитации угле

$$d\vec{p}_x = d\omega \sin \theta d\Omega,$$

$$f_n = F(\theta) \cdot d\omega \cdot n = f(\theta) \cdot d\omega \sin \theta d\Omega \cdot n,$$

$f(\theta)$  - функция распределения.

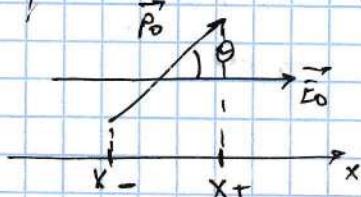
Поскольку этого имеет гравитацию движение, то  $f(\theta)$  является  
функцией распределения по энергии, т.е. это  
распределение вспомогательное.

$$f(\theta) = A_0 e^{-\frac{\theta}{\lambda}}$$

$A_0$  - нормализующая функция в наше  $E_0$ .

Найдём  $A_0$  и  $f(\theta)$

$$\vec{p}_0 = q\vec{t}$$



$$A_0 = q_+ \varphi_+ + q_- \varphi_- = q(\varphi_+ - \varphi_-) = q \int_{x-}^{x_+} E_0 x dx =$$

$$= q E_0 (x_+ - x_-)$$

Здесь  $\varphi_+ \equiv \varphi(x_+)$ ,  $\varphi_- \equiv \varphi(x_-)$  - в зонах  
нейтронных магнитных полей  $+q$  и  $-q$ .

$$\text{Начало } x_- = 0 \Rightarrow x_+ = l \cos \theta$$

$$\Rightarrow \Delta T_n = -q l E_0 \cos \theta = -\rho_0 E_0 \cos \theta$$

Тогда  $f(\theta) = A_0 \exp\left(-\frac{\rho_0 E_0 \cos \theta}{n\tau}\right)$

Быть соображим:  $d\bar{n} = A_0 \exp\left(-\frac{\rho_0 E_0 \cos \theta}{n\tau}\right) \cdot 2\pi \sin \theta d\theta \cdot n$

$$P_x = \int_{(E_0)}^{\infty} d\bar{n} p_0 \cos \theta = 2\pi A_0 n \int_0^{\pi} \sin \theta \cos \theta \exp\left(-\frac{\rho_0 E_0 \cos \theta}{n\tau}\right) d\theta$$

Если напряжение (т.е.  $\rho_0 E_0 \cos \theta > n\tau$ ), то быстрое  
излучение переводит нейтронов



Наш излучение принимает нейтронов  
 $\Rightarrow$  располагающее медленные ней.

$$\rho_0 E_0 \cos \theta \ll n\tau \Rightarrow$$

$$\exp\left(-\frac{\rho_0 E_0 \cos \theta}{n\tau}\right) \approx 1 + \frac{\rho_0 E_0 \cos \theta}{n\tau}$$

Следовательно предположим:

$$\int_0^{\pi} \sin \theta \cos \theta d\theta = 0, \quad \int_0^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta = \frac{2}{3}$$

Тогда  $P_x = 2\pi A_0 n \rho_0 \cdot \frac{\rho_0 E_0}{n\tau} \cdot \frac{2}{3} = \frac{4}{3} \pi A_0 \frac{n \rho_0^2 E_0}{n\tau}$

Последовательно  $A_0$  изменяется из исходных параметров:

$$\int_0^{\pi} f(\theta) \cdot 2\pi \sin \theta d\theta = 1$$

$$\Rightarrow 2\pi A_0 \int_0^{\pi} \left(1 + \frac{\rho_0 E_0 \cos \theta}{n\tau}\right) \sin \theta d\theta = 4\pi A_0 \quad \Rightarrow A_0 = \frac{1}{4\pi}$$

Окончательно

$$P_x = \frac{n \rho_0^2 E_0}{8\pi\tau}$$

Следует заметить,  $\vec{P} = \alpha \vec{E}_0 \vec{E}_0$   $\Rightarrow \alpha = \frac{n \rho_0^2}{8\pi\tau E_0}$

Теперь видно, что с излучающимися нейтронами затрачивается затраты различных размеров: При  $n = \text{const}$ ,  $\alpha = \alpha(T)$ .

Из этого доказывается - так и показано  $P_g = \text{const}$ , тогда

$$n = \frac{P_g}{k\alpha}$$

Тогда

$$\alpha \sim \frac{u}{\tau} \sim \frac{1}{T^2}$$

Для замкнутого контура: если давление  $T$ , тело давление  $\tau$  — замкнутое соединение разбрасываемого газа  $\Rightarrow$  фиксированное давление  $\Rightarrow \alpha$  уменьшается.

| Вывод: берут в замкнутых контурах  $\alpha > 0$   
при любых механических

### Динамическое проницаемое сопротивление среды

Рассмотрим  $\alpha \gg n_2$ . Но исходный динапорик. Для  $T < T_{кр}$ ,  $\rho_{ac} \gg \rho_2 \Leftrightarrow$  меньше давление  $n$ , тело давление  $\alpha$  при небольшом изменении концентрации. И коэффициент  $\alpha \approx 1$ . Но протекает также  $\alpha$  не только в динапоре.

Рассмотрим теперь точку воздушного механизма:

$$\alpha = n \beta$$

$\Rightarrow$  давление динапор  $\frac{\alpha_{ac}}{\alpha_2} = \frac{n_{ac}}{n_2}$ , но на одной стороне!

Но анализ

$$\frac{\alpha_{ac}}{\alpha_2} > \frac{n_{ac}}{n_2}$$

Добавление газа перенос. Он такой:

### Появление динапорного (эффективного) параметра.

По своим законам  $E_{\text{макро}}$  меньше  $E_{\text{акро}}$ , но здесь брать не хотят, или хотят меньше, или больше,  $E_{\text{акро}}$ .

Мысленно выделим такую часть (динапор). Но она не одна группа. Но она здесь одна группа, но она здесь одна группа.  $E_{\text{акро}}$  — это точка (динапор) на одной стороне!

D.O.,  $E_{\text{акро}}$  — это точка (динапор) на одной стороне!

$$\vec{E}_{\text{акро}} = \vec{E}_{\text{акро}} + \vec{E}_{\text{динапор}}$$

Следовательно  $\vec{E}_{\text{акро}}$   $\uparrow$   $\vec{E}_{\text{акро}}$ . Но в  $\vec{E}_{\text{акро}}$  входит  $\vec{E}_{\text{динапор}}$  постоянно динапор на одной стороне!

Таким

$$|\vec{E}_{\text{акро}}| > |\vec{E}_{\text{динапор}}|$$

Для изолированных сред  $\vec{E}_{\text{акро}}$  изменяется всеми образом. Сложимо одинаково 1 раз.

В начале 12.11.24 было:

$$\vec{E}_{\text{нест}} = \vec{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \vec{P} \equiv \vec{E}_{\text{макс}} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \vec{P}$$

Был  $\vec{E}_{\text{нест}}$  и есть  $\vec{E}_{\text{eff}}$ , т.е. это выражение несет в себе неизмененное внешнее поле.

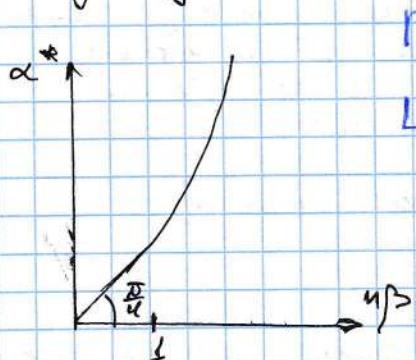
$$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{макс}} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \vec{P}$$

Тогда

$$\vec{P} = \alpha \varepsilon_0 \vec{E}_{\text{eff}} = \alpha \varepsilon_0 \left( \vec{E}_{\text{макс}} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \vec{P} \right)$$

$$\Rightarrow \vec{P} = \frac{\alpha \varepsilon_0}{1 - \frac{\alpha}{3}} \vec{E} = \frac{n\beta \varepsilon_0}{1 - \frac{n\beta}{3}} \vec{E}$$

Тогда при некоторой настройке надо получить



$$\boxed{\alpha^* = \frac{n\beta}{1 - \frac{n\beta}{3}}}$$

При  $\frac{n\beta}{3} \rightarrow \infty$  получим  $\alpha^* \rightarrow \infty$

Сюда перенесем:

$$\vec{P} \left( 1 - \frac{n\beta}{3} \right) = n\beta \varepsilon_0 \vec{E}$$

Остается видно: при  $\frac{n\beta}{3} = 1$  получим безразличность  $\vec{P} \neq 0$  при  $\vec{E} = 0$  — т.е. возможна стационарная настройка!

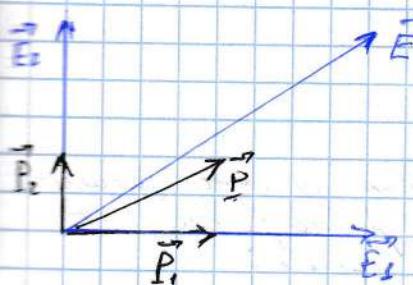
| Важно! для консервативных систем (т.е. для однородного механизма) это теория не работает!

Соболюсоста диэлектрических свойств присоединов. Тензор диэлектрической проницаемости.

Присоединение состоит из двух, этого называется пространственным и линейным. По природе присоединения могут быть с анизотропией/ангармоничностью в узлах. При этом оказалось, что в в-вах в узлах напряжениях могут отличаться: или изменяться  $\alpha$  (или  $E = E + \alpha$ ) - это разное. Это значит, что присоединение в-ва зависит. В изотропной среде  $E$  не зависит от напряжения,

$$\vec{P} \parallel \vec{E} \Rightarrow \vec{D} \parallel \vec{E}$$

Если присоединение не симметрическое, то  $E$  в разных направлениях одно - это анизотропное диэлектрик. Теперь



$$\vec{P} \parallel \vec{E} \Rightarrow \vec{D} \parallel \vec{E}$$

Разложение по компонентам:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad \vec{P} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$$

Также  $\frac{P_1}{E_1} \neq \frac{P_2}{E_2}$  - это и есть анизотропия

Но как же теперь выразить механическое уравнение?

Вспомним: анигилирует действующий тензор в механике т.д.: в броях через внешнего т.д. воздействия  $\vec{N} \parallel \vec{w}$ . Для связи  $\vec{N}$  и  $\vec{w}$  используется тензор импульса:

$$N_x = J_{xx} w_x + J_{xy} w_y + J_{xz} w_z$$

$$N_y = J_{yx} w_x + J_{yy} w_y + J_{yz} w_z$$

$$N_z = J_{zx} w_x + J_{zy} w_y + J_{zz} w_z$$

Здесь аналогично:

$$P_x = \epsilon_0 (\alpha_{xx} E_x + \alpha_{xy} E_y + \alpha_{xz} E_z) \quad (B \text{ SI})$$

$$P_y = \epsilon_0 (\alpha_{yx} E_x + \alpha_{yy} E_y + \alpha_{yz} E_z)$$

$$P_z = \epsilon_0 (\alpha_{zx} E_x + \alpha_{zy} E_y + \alpha_{zz} E_z)$$

Тогда у  $\vec{B}$  связьется с  $\vec{E}$ :

$$D_x = E_{xx} E_x + E_{xy} E_y + E_{xz} E_z$$

$$D_y = E_{yx} E_x + E_{yy} E_y + E_{yz} E_z$$

$$D_z = E_{zx} E_x + E_{zy} E_y + E_{zz} E_z$$

т.д., в общем случае все  $\alpha$ , а в однородном  $E$  определяются связь между. Но известно, что в однородных полах тензор симметричен:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji} \quad (i, j = x, y, z)$$

- тогда надо задавать всего 6 величин. С другой стороны, из аксиомы избыточности, что любой анизотропический гензор можно выразить в диагональном виде, т.е. привести к нормированному виду.  
Тогда необходимо 3 величины:

$$\epsilon_x \equiv \epsilon_{xx}; \quad \epsilon_y \equiv \epsilon_{yy}; \quad \epsilon_z \equiv \epsilon_{zz},$$

и одна уравненность:

$$D_x = E_x \cdot \epsilon_x$$

$$D_y = E_y \cdot \epsilon_y$$

$$D_z = E_z \cdot \epsilon_z.$$

В общем случае  $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$ . Тогда упомянутые наименования однородные. Но встречаются внешности, у которых  $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$ .  
- это однородное анисотропие.

Плотность энергии в однородных средах.

В изотропном анизотропном выражение для  $w_{\text{эн}}$  можно записать через  $E^2$  или  $D^2$  или  $(E, D)$  - все пропорционально. В однородном случае справедливо одно единственное выражение:

$$w_{\text{эн.}} = \int \vec{E} \cdot \vec{D} \quad (\text{SI})$$

$$w_{\text{эн.}} = \frac{1}{4\pi} \int \vec{E} \cdot \vec{D} \quad (\text{CGSE})$$

т.к. здесь нет никаких дополнений о свойствах изотропии.  
Но если гензор диагональный, т.е.

$$\epsilon_{ij} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{vmatrix}, \quad \text{то}$$

$$\begin{aligned} w_{\text{эн.}} &= \int (E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y + E_z \vec{e}_z) \cdot (D_x \vec{e}_x + D_y \vec{e}_y + D_z \vec{e}_z) = \\ &= \int E_x \cdot \epsilon_x + E_x + \int E_y \cdot \epsilon_y + E_y + \int E_z \cdot \epsilon_z + E_z = \\ &= \underline{\frac{1}{2} (\epsilon_x E_x^2 + \epsilon_y E_y^2 + \epsilon_z E_z^2)} \quad (\text{SI}) \end{aligned}$$

Несимметрическое изотропное  
сигматоидное.

Теперь чисто изотропное изотропие (!). В ненормированной форме

$$\vec{P} \sim \vec{E} \Rightarrow \vec{D} \sim \vec{E}$$

В нормированных полах все внешности становятся ненормированными:

$$\alpha = \alpha(\vec{E}) \Rightarrow \epsilon = \epsilon(\vec{E})$$

Несимметрическая ненормированность.

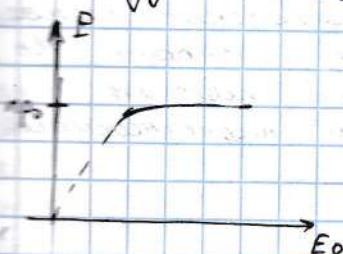
Гомогенное - дипольный момент  $\vec{p}$  одинаков  $\forall$  состояний.

Для ориентационного механизма поларизации ванадия соотношение  $(\bar{p}_0, \bar{E}_0) / n\tau \geq 1$ .

$$(\bar{p}_0, \bar{E}_0) / n\tau \geq 1.$$

будет нарушение - все диполи воспринимают вектор  $\bar{E}_0$ .

Здесь  $E_0$  фиксирован, а  $P = \text{const}$



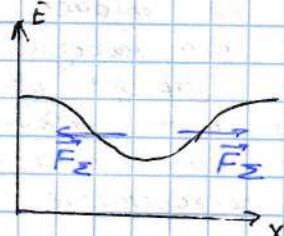
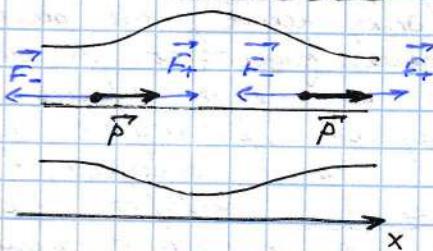
② Гомогенное механизмы: если  $\tau$  меняется в процессе поларизации, то меняется  $\alpha$ :

$$\text{для электрополяризации} \quad \alpha = \frac{P_0}{n\tau} \beta$$

$$\text{для ориентационного механизма} \quad \alpha = \frac{n p_0^2}{3 E_0 n\tau} = \frac{p_0 \cdot p_0^2}{3 E_0 (n\tau)^2}$$

- в этом случае при  $p_0 = \text{const}$ ,  $\alpha \neq \text{const} \Rightarrow P \propto E$ .

③ Гомогенное механизмы неоднородности. Где  $E$  неоднородное. Давление воспринимается в областях с различной полярностью.



Это приводит к изоморфному неоднородному эффекту (изменение в областях, где  $E$  большое, разреженные газы, где  $E$  малые).

Такое явление называется электрофорезом. При этом  $n = n(\vec{E}) \Rightarrow \alpha = \alpha(\vec{E})$

④ Градиент (ускорение) механизмы - течение неподвижной жидкости, когда сопротивление движению меняется под действием поля.

Ускорение механизмы в то время проявляют сильноводородные (H-Na-Cu-NaO · 4H<sub>2</sub>O, открыта в 1855 г.). Градиент ( $\sim 30$  лет назад XX в.) также в对自己的 давления воспринимают других веществ. Все эти механизмы называются сильноводородными.

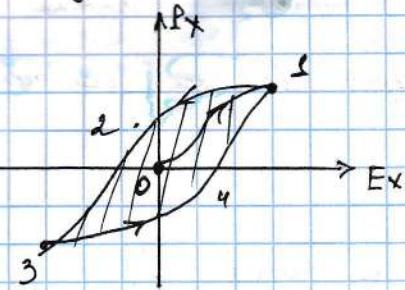
Пример сильноводородных:

- в однородных полях  $D \sim E$  (линейность!)

- также в однородных полях  $\bar{E} = \bar{E} + \alpha \sim 10^3 - 10^4$  (перевод!)

- в несимметричных полях - несимметричные механизмы:  $P = P(E)$ ,  $D = D(E)$ .

4) недлинноволновое свидетельствует о преодолении.



Другое название вещества не подтверждено ( $\tau = 0$ ). При увеличении  $E$  свидетельствует о преодолении. При уменьшении  $E$  в нагревательном состоянии вещества не придет!

Или в ходе превращения более! При уменьшении  $E$  (и между, и направление не меняется) приводит к проходу по течеи не окиси. Но если процесс идет вправо, то  $E$  многообразие, которое говорят, переворачивается. Хорошо видна недлинноволновая зависимость  $P(E)$ .

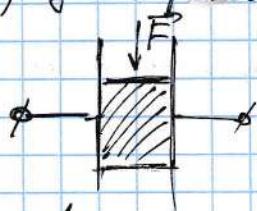
5) свойства зависят от температуры. Поглощается тепло при  $T < T_K$ . ( $T_K$  - температура поглощения тепла Кюри). При  $T > T_K$ , но  $T - T_K \ll T_K$  поглощается, что

$$\alpha(\tau) \sim \frac{1}{T - T_K}$$

При обратном охлаждении тепло восстанавливается, т.е.  $\theta_{\text{до}}$  обратимый процесс. У самод собой сократ в точке Кюри:  $-15^{\circ}\text{C}$  и  $+22,5^{\circ}\text{C}$ , перегрев его тепло между температурой.

6) На графике  $P(E)$  есть точки, где  $E=0$ , а  $P \neq 0$ . Это аналогичные свойства полупроводниковых материалов. Такие в-ва (с аналогичной конфигурацией) называемые электропары. Образец электрода  $- \theta_{\text{до}}$  содержит пара и создает свое электрическое поле даже при  $E=0$ . Но испытывает его изменение: тепло существо за счет тепла, а сдвигание зарядов влияет на него. Красивого, под действием этого поля сдвигание зарядов притягивает к "полюсам" электрода и нейтрализует их. Таким образом, в изменении поглощаемого температуру электрода испытывает изменение температуру така.

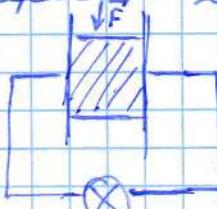
7) у электродов существует изогородка, он из-за присадки и обработки.



Если образец деформирован (сжат, растянут) силой  $F$ , то изогородка зарядов  $\delta(F)$  между обрабатанными конденсатором. (присадка изогородка).

Обработка изогородки - изменение деформации при изменении внешнего  поля. Такую изогородку можно использовать (в изогородках, изогородках, в изогородках для создания изогородки изогородки, ...)

Конденсаторный конд (изогородка, связанный с изогородкой):



Если под действием силы  $F$  на образец (сжатие) испытывает, то изогородка (изогородка). Но: на поверхности изогородки изменение зарядов, они не могут соединяться по проводу. Откуда же заряд?

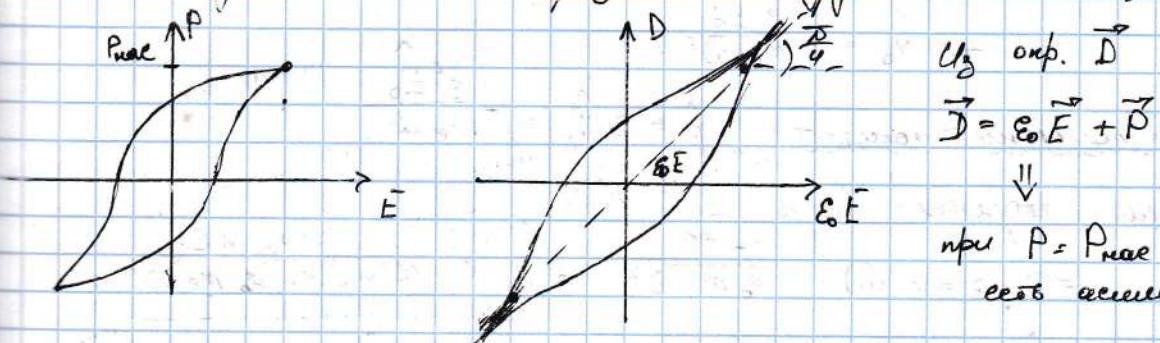
Чем обусловлено такое сб-во синего электрического поля? Для сб-ва можно сказать - домино (или последовательно аргумент, ведущий к микроскопу), т.е. выше него предварительно созданная напряженность поля до насыщения. Возможности для существования таких областей следуют из состояния -

$$\vec{P}\left(1 - \frac{n\beta}{3}\right) = n\beta \epsilon_0 \vec{E}.$$

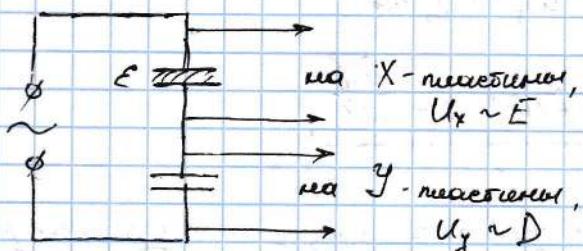
При  $\frac{n\beta}{3} \rightarrow 1$  получается  $P \neq 0$  при  $E=0$ .

Но значение при  $E=0$  не однозначно. При насыщении внешнего поля  $E$  диполи подвергаются одинаково, т.е. ведущим образом, подавая изменяющуюся напряженность, создают: рабочую рабочими тех областей, где  $\vec{P} \uparrow \vec{E}$ , т.е. энергетически выгодно) извращающие области "свободные". В результате весь, образующийся в I способе "вынужденный" диполи. При насыщении они диполи свободы разорвываются. Но находящееся обстоятельство приводит к свободе синего электрического поля быть стабильным.

Нарисуем полюс напряженности на других плоскостях:



Линия  $D(E)$  называемая изотропной или нейтральной! Схема обозначения:



Конструктивный вопрос: обозначенное схему (последователь  $C_x \sim E$ ,  $C_y \sim D$ ), плюс к концепции I изображение пустой, и другое заслуженное; плюс синтезом пошерешевано).

### Динамическое проявление

Гравит - это ациклированный, т.е. главное сб-во гравитации - наличие затухания электрических полей. Рассмотрение проявления этого явления. Сб-во, которое проявляется в переменных полях  $\vec{E} = \vec{E}(t)$ .

Пусть

$$\vec{E}(t) = E_0 \cos(\omega t + \varphi).$$

Удобно, что частота полей  $\gg \tau_C$ , т.е. время в поле можно не учитывать (ее течение задаёт  $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$ ). Значит, сб-во можно определить электромагнитом. Доказуем:

- 1) преобразует векторы полей;

2) рассеяние волны со скоростью  $v \ll c$ ;

3) не рассеивающееся излучение.

Тогда уравнение движения электрона

$$m_e \ddot{\vec{x}} = e \vec{E} = e \vec{E}_0 \cdot \cos(\omega t + \varphi)$$

Причес  $\vec{E}_0 \parallel \vec{e}_x$  (то есть оси)  $\Rightarrow m_e \ddot{x} = e E_0 \cos(\omega t + \varphi)$

Численные значения для решения исходных начальных условий:  
 $E(t) = E_0 e^{i\omega t}$ , где  $E_0 = E_0 \cdot e^{i\varphi}$

Решение выражено в виде

$$\hat{x}(t) = \hat{x}_0 \cdot e^{i\omega t} \Rightarrow \ddot{x} = -\omega^2 \hat{x}$$

Уравнение приведено к виду

$$-m_e \omega^2 \hat{x}_0 e^{i\omega t} = e E_0 e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow \hat{x}_0 = -\frac{e E_0}{m_e \omega^2}$$

Найдём динамический момент:  $\hat{p} = C \hat{x} = -\frac{e^2 E_0}{m_e \omega^2}$

С другой стороны:  $\hat{p} = \beta E_0 \vec{E}_0$

$$\Rightarrow \beta = \beta(\omega) = \frac{-e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2} \Rightarrow \alpha = \alpha(\omega) = -\frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2}$$

$$\tilde{\epsilon} = \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon_0} = 1 + \alpha(\omega) \Rightarrow \tilde{\epsilon}(\omega) = 1 - \frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2}$$

Второе излучательное поле:  $\omega_p^2 = \frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e}$

Тогда можно еще написать:

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

1) Зависимость от частоты - это приведенное изображение излучения электронов.  
Видно, что при  $\omega > \omega_p$  поле  $\tilde{\epsilon} \rightarrow 1$  - вакуум поддается в вакууме.

2)  $\alpha(\omega) < 0 \Rightarrow \tilde{\epsilon} \uparrow \downarrow \tilde{E}!$

3)  $\tilde{\epsilon}(\omega) < 1$  всегда (в отличие!)

4) Если  $\omega < \omega_p$ , то  $\tilde{\epsilon} < 0 \Rightarrow \tilde{D} \uparrow \tilde{E}$  - это вакуум для радиосвязи, т.к. происходит обратное распространение радиоволн от излучателя.

Так излучение в диэлектриках.

В вакууме все было

$$\vec{j}_{in} = \frac{1}{R \cdot 4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

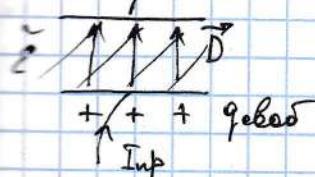
$$\oint \vec{B} \times d\vec{l} = \beta \cdot 4\pi \iint \left( \vec{j}_{in} + \frac{1}{R \cdot 4\pi} \cdot \frac{\partial \vec{E}_{in}}{\partial t} \right) dS$$

(L)

(S)

Что будет в диполифорах? Максимум погулирован, это то же самое есть, и он делает дополнительный проводниковый ток, который после отрыва выходит внога однозначно.

Слова диполифоры проходят зарядами конденсатора (стараю или новую диполифоры). Тот проходит к плюсовой (по rule.) обкладке, там попадет свободный заряд.



По оп. тока проводникового

$$I_{\text{inp}}(t) = \frac{\frac{dq}{dt}}{t}$$

Тогда по максвеллу, изображено

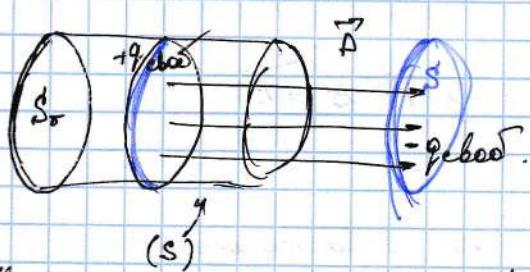
$$I_{\text{ext}}(t) = I_{\text{inp}}(t)$$

— ток смещения заменяет собой ток проводникового в разрыве.

Максвелл  $\frac{dq_{\text{free}}}{dt}$  по определению О.-Г. дает  $\vec{D}$ :

$$\oint D_n + S = q_{\text{free}} \quad (\text{SI})$$

Учтём, что эти конденсаторы  $\vec{D} = 0$  «воздухом» ( $S$ ) — и теперь с образующейся волной  $\vec{D}$ , проходит смещение свободного заряда обкладки,  $S_r = S^r$  ( $S$  — макроскопическая обкладка), при этом тогда в конденсаторе,  $z$ -е — волна.



$$\frac{dq_{\text{free}}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \oint D_n + S = \oint \frac{\partial D_n}{\partial t} \cdot dS = \\ = \frac{\partial D_1}{\partial t} S_r = \frac{\partial D_n}{\partial t} S \quad (\text{2})$$

Итак:

$$I_{\text{ext}} = I_{\text{inp}} = \frac{dq_{\text{free}}}{dt} \quad (\text{2})$$

$$I_{\text{ext}} = \oint j_{\text{ext}} \cdot dS \quad (\text{3})$$

Тогда из (2), (2) и (3):

$$j_{\text{ext}} = \frac{\partial D_n}{\partial t}, \quad \left. \begin{array}{l} \rightarrow \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ j_{\text{ext}} = \end{array} \right\} !!$$

По оп.  $D$  (SI)

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \Rightarrow j_{\text{ext}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$$

Следовательно  $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$  было и в вакууме. Добавка  $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$  — пограничный ток смещения (пограничный ток). В вакууме смещение не имеет, а в диполифоре нарушение «тоже смещение» становится однозначным.

Постоянная фаза, спровоцированная таким в НИА при  $E = \text{const.}$

$$\text{т.к. } \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \vec{E}, \text{ то}$$

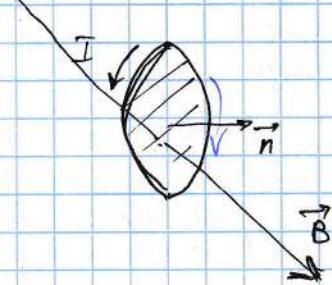
$$j_{\text{ext}} = \epsilon_0 \vec{E} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Следственное: получают  $\vec{j}_{\text{эм}}$  в CGSE [где консерв.]:

$$\boxed{\vec{j}_{\text{эм}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}} \quad ] \sim \text{в CGSE}$$

21.11.21.

Магнитное поле в вакууме.



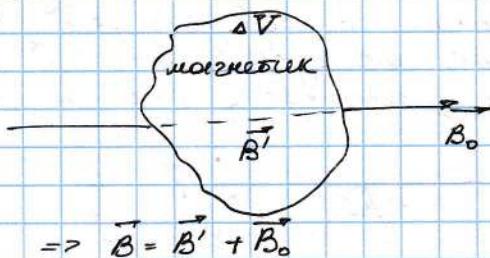
Это есть вектор с током,

$$\vec{p}_m = f \vec{l} \vec{S} \vec{n} \quad \sim \text{для фундаментального момента.}$$

$$\vec{B} = [\vec{p}_m; \vec{B}] \quad \sim \text{описывает вектор в более общее электромагнитное поле}$$

$\vec{B}_0$  — без вакуума.

Полное магнитное в это введение имеем:



$$\text{Оп. } \vec{B}_{\text{магн}} = \frac{1}{\Delta V} \iiint_{(V)} \vec{B}_{\text{магн}} \, dV$$

(Векторы или измерять в единицах волнистых колебаний)

Эл. поле	Синтетич. ког-рот	Вектор-характеристика среды	Дополнит. вектор
	$\vec{E}$	$\vec{P}$ — вектор падающий	$\vec{D}$
Магн. поле	$\vec{B}$	$\vec{J}$ — вектор напряженности	$\vec{H}$ — вектор напряженности

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_{ci} = \{ \text{если эл. среда однофазная} \} = \frac{N}{\Delta V} \vec{P}_e = n \vec{p}_e$$

По определению:

$$\boxed{\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_{mi}} = \{ \text{если эл. среда однородная} \} = \frac{N}{\Delta V} \vec{p}_m = n \vec{p}_m$$

"магнитное поле" — магнитное поле со связанными "магнитами".

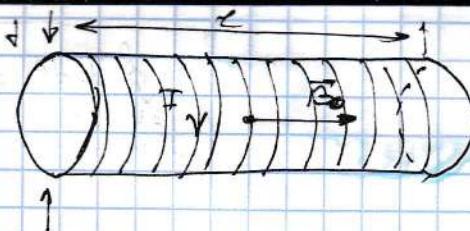
однородное однородное в вакууме "магнитное поле" "магнитное поле" "магнитное поле".

Пример практического применения  $\vec{B}'$  —  
это  $\vec{B}$  и  $\vec{J}$ .

$\ell \gg l, N$  вакуум

$$B_0 = \beta \cdot 4\pi n I = \beta \cdot 4\pi \frac{N}{l} I = \beta \cdot 4\pi I_l,$$

тогда  $I_l = \frac{N}{l}$



Также предполагаем, что замкнутые магнитные линии

$l >> d$ ,  $N$  много

$\Rightarrow I_{\text{мон}} \ll l$ , т.к. на границе нет замкнутых линий для потока.

По аналогии:

$$B' = \beta \cdot 4\pi I_l^{\text{мон}}$$

$$J = n \cdot p_m = \frac{\text{Несущий}}{S \cdot l} \cdot f \cdot I_{(z)}^{\text{мон}} \cdot S_{(z)} \Leftrightarrow$$

$f$  —  $1$  для  $B$  в ведомой

$$\Leftrightarrow f \cdot I_l^{\text{мон}}$$

$$\Rightarrow B' = \beta \cdot 4\pi I_l^{\text{мон}} = \beta \cdot 4\pi \frac{J}{f} = \underline{\underline{\beta \cdot 4\pi \cdot J}}$$

$$\vec{B}' = 4\pi \vec{J} \quad (\text{CGSM})$$

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J} \quad (\text{SI})$$

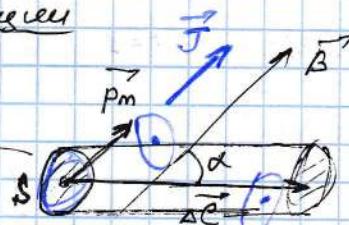
$$\beta = \begin{cases} \frac{P}{C}, & \text{CGSM} \\ \frac{\mu_0}{4\pi}, & \text{SI} \end{cases}$$

$$f = \begin{cases} \frac{P}{C}, & \text{CGSM} \\ 1, & \text{SI} \end{cases}$$

Допущено о циркуляции вектора  $J$

магнитной

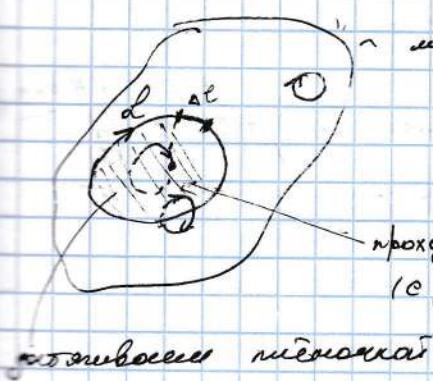
протяженности



проходит через  
циркулярную  
(с двух сторон)

магнитная  
плоскость

$$\vec{P}_m \uparrow \vec{B}$$



Примечание: магнитная индукция создается в генераторах, что выражается  $\vec{B}$  вектором  $B$  (вектором "напряженности" по генератору) и потоком.

$$\alpha = (\vec{P}_m, \vec{B})$$

$$\Delta I_{\text{мон}} = I_{(z)}^{\text{мон}} \cdot \Delta N = I_{(z)}^{\text{мон}} \cdot n \cdot \Delta V = n I_{(z)}^{\text{мон}} I_{(z)}^{\text{мон}} \Delta \cos \alpha$$

При этом  $B$ -го направления:  $n^o$ ,

$$\Delta V = S_{(z)} \Delta l \cos \alpha$$

$$P_m = f I_s S \Rightarrow \Delta I_{\text{мон}} = \frac{1}{f} n P_m \cdot \Delta l \cdot \cos \alpha = \frac{1}{f} I_{(z)} \cos \alpha \cdot \Delta l = \frac{1}{f} I_{(z)} \Delta l =$$

$$= \frac{1}{f} (J, \Delta l)$$

$$\oint J_e dl = f I_{\text{mon}} \quad | \quad \sim \text{с. о. магнитного потока} \quad \vec{J}$$

одинакий поток. т.к.  
кофактор пропорционально магниту.

$$\text{rot } \vec{J} = f \vec{j}_{\text{mon.}}$$

одинаковый поток  
изменяется в одинаковом

Основное уравнение для  
магнитного поля в вакууме.

$$\begin{cases} \oint B_n ds = 0 \\ (\text{S}) \\ \text{div } \vec{B} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \oint B_{\text{вакуум}} ds &= \frac{1}{\mu_0} \oint \left( \iint B_{\text{вакуум}} dV \right) ds = \\ &= \frac{1}{\mu_0} \iint_V \underbrace{\left( \oint B_{\text{вакуум}} ds \right)}_{=0} dV = 0 \end{aligned}$$

~ изотропное в вакууме

$$\begin{cases} \oint B_e dl = \beta \cdot 4\pi I_{\text{общ}} = \beta \cdot 4\pi (I_{\text{нпр}} + I_{\text{сущ}} + I_{\text{магн.}}) = \beta \cdot 4\pi (I_{\text{нпр}} + I_{\text{сущ}} + f \oint J_e dl) \\ (\text{L}) \end{cases}$$

$$\oint (B_e - \frac{\beta \cdot 4\pi}{f} J_e) dl = \beta \cdot 4\pi (I_{\text{нпр}} + I_{\text{сущ}})$$

$$\text{CGSLL: } \beta = f = 1 \Rightarrow B_e - 4\pi J_e = M_e$$

$$M_e = B_e - 4\pi J_e$$

$$\begin{cases} ! \Rightarrow \oint M_e dl = \frac{4\pi}{c} (I_{\text{нпр}} + I_{\text{сущ}}) = \frac{4\pi}{c} I_{\text{нпр}} + \frac{1}{c} \iint_S \frac{\partial B_n}{\partial t} ds \end{cases}$$

$$\text{SI: } f = 1, \beta = \frac{\mu_0}{4\pi}$$

$$\begin{cases} \oint (B_e - \mu_0 J_e) dl = \mu_0 (I_{\text{нпр}} + I_{\text{сущ}}) \Big| \cdot \frac{1}{\mu_0} \end{cases}$$

$$\overrightarrow{M} = \frac{\overrightarrow{B}}{\mu_0} - \overrightarrow{J}$$

$$\begin{cases} ! \Leftrightarrow \oint M_e dl = I_{\text{нпр}} + I_{\text{сущ}} = I_{\text{нпр}} + \iint_S \frac{\partial B_n}{\partial t} ds \end{cases}$$

$$\begin{cases} \text{R. гип-ти кофак: } \left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \overrightarrow{M} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\mu_0}{c} (J_{\text{нпр}} + J_{\text{сущ}}) \\ J_{\text{нпр}} + J_{\text{сущ}} \end{array} \right\} \\ (\text{CGSLL}) \\ (\text{SI}) \end{array} \right. \end{cases}$$

Магнитное поле  
линейное изображение

- Полярность:  $\vec{J} \sim \vec{H}$

$$\vec{J} = \alpha \vec{H}$$

↑ линейное  
изображение  
вспомогательное поле

- Условие:  $\vec{J} \parallel \vec{H}$

2.1.  $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$  (SI)

$$\vec{H} = \vec{B} - 4\pi \vec{J} \text{ (CGS)}$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \alpha \vec{H} = \mu_0 (1+\alpha) \vec{H} = \mu_0 \tilde{\mu} \vec{H} = \mu \vec{H}$$

$$\tilde{\mu} = 1 + \alpha \quad \sim \text{относительная магнитная проницаемость}$$

$$\mu - \text{магнитная проницаемость.} \quad \rightarrow \mu = \mu_0 \tilde{\mu}$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \alpha \vec{H} = (1+4\pi\alpha) \vec{H}$$

$$\mu = 1 + 4\pi\alpha \quad \rightarrow \vec{B} = \mu \vec{H}$$

~ в CGS

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

~ только для линейных изображений

	$\delta$	$\mu_0 \delta \chi$	$A_F$	$P_B$	$D_c$ (мкГц)	$H_2$ (20 Гц)	$P_i$
	$0,77 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$10^{-3}$		$-0,06 \cdot 10^{-6}$	$-1,5 \cdot 10^{-4}$

$$|\delta| \ll 1$$

$\delta > 1$  - нелинейное  
изображение по полюсам

$\delta < 0$  - нелинейное  
изображение полюса

Параллельные

пересекающиеся

Различают  
~ магнитное вспомогательное  
уровень (искусственное!) зависящее от  
( $\mu \gg 1$ )

$$Fe: \alpha = (5-10) \cdot 10^3$$

близко к

Несимметрическое  
изображение  
для нелинейных изображений

$$③ \oint B_n dS = 0$$

$$④ \oint H_n dS = ?$$

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

$\oint B_n \cdot dS = \mu \oint H_n \cdot dS$

(S) (S)

Если сферы однородные  $\rightarrow \mu = \mu(r)$

$$\Rightarrow \oint_{(S)} B_n \cdot dS = \mu \oint_{(S)} H_n \cdot dS = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{\oint_{(S)} H_n \cdot dS = 0}$$

$$\textcircled{2} \quad \oint M_n d\ell = \oint B \cdot S = I_{\text{inp}} + I_{\text{ext}}$$

Линеаризуем  $I_{\text{ext}}$  при  $r \gg R$  и  $I_{\text{ext}} = 0$  (ноль вносимое)

$$B = \mu H$$

$$\Rightarrow \oint \frac{B e}{\mu} + e = I_{\text{inp}}, \text{ если сферы однородные, т.е. } \mu = \text{const}$$

$$\rightarrow \oint B e d\ell = \mu I_{\text{inp.}} = \mu_0 \mu I_{\text{inp.}}$$

$$\text{Баугут } \alpha = 0 \Rightarrow \vec{j}_{\text{in}} = \vec{0} \rightarrow \oint B e d\ell = \mu_0 I_{\text{inp.}}$$

$\Rightarrow$  Видимо наше  $\alpha$  не то же самое какое было в  $\vec{j}_{\text{in}}$  или

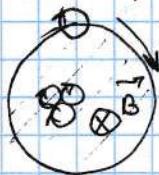
а что?

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j}_{\text{inp.}}; \text{rot} \vec{B} = \text{rot}(\mu \vec{H}) = \mu \text{rot} \vec{H} + [\nabla \mu, \vec{H}] =$$

если  $\mu = \text{const} = 0$

$$= \mu \text{rot} \vec{H} = \mu \vec{j}_{\text{inp.}}$$

\textcircled{3} - Видимо  $\alpha$  зависит от конфигурации



$$\vec{j}_{\text{in}} = ? \quad (\text{когда есть } \vec{B})$$

$$\text{rot} \vec{J} = \vec{j}_{\text{in}}$$

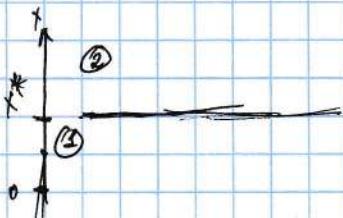
$$\text{rot}(\alpha \vec{H}) = \alpha \text{rot} \vec{H} + [\nabla \alpha, \vec{H}] = \alpha \vec{j}_{\text{inp.}} + [\nabla \alpha, \vec{H}]$$

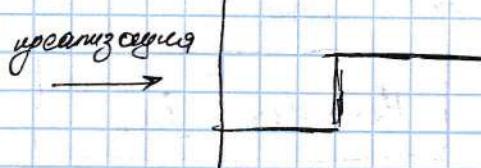
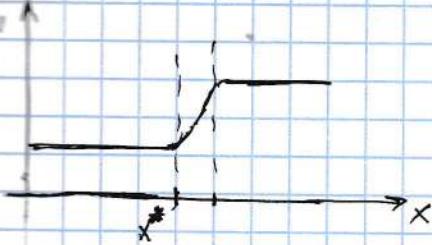
1) Тогда производимый током Баугута магнит

$$\vec{j}_{\text{in}} \neq 0 \Rightarrow \vec{j}_{\text{in}} \neq 0 \text{ также для } \alpha \neq \alpha(r)$$

2) Если  $B$ -точка неподвижна:  $\alpha = \alpha(r) \Rightarrow \vec{j}_{\text{in}} \neq 0$  также для  $\vec{j}_{\text{in}} = 0$ .

Зависимость генерации от  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$ .



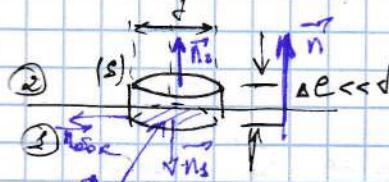


~ непрерывное дифференциальное спектр.

② ③

Дифференция:  $\oint B_d \cdot dS = 0$

(S)



$$\vec{n}_2 \uparrow \uparrow \vec{n} \\ \vec{n}_2 \uparrow \downarrow \vec{n}$$

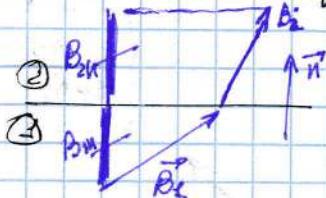
$$\oint B_d \cdot dS = \int\int B_{n_2} dS + \int\int B_{n_2} dS + \int\int B_{n_{out}} dS =$$

$$= -B_{2n} \cdot S_r + B_{2n} \cdot S_r + 0 \left( \frac{\Delta e}{d} \right) = 0$$

$$\Rightarrow \underbrace{B_{2n} = B_{2n}}$$

В прерывах засыпь магнитной  
 $B = \text{const}$  и  $\Delta e \ll t$  (но  
не диф. диффуз.  $\delta$ )

~ винчестерное дифференцирование.

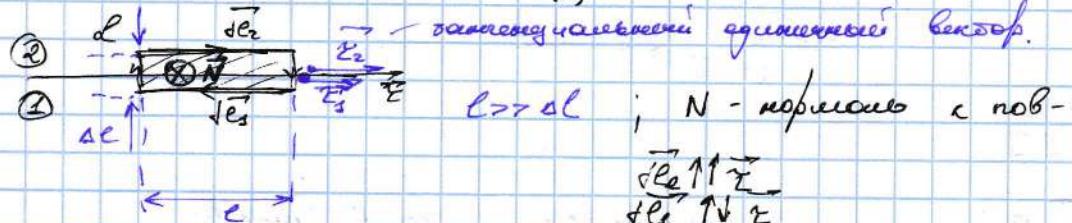


Равнозадача Метт:

$$\mu_2 M_{2n} = \mu_2 M_{2n}$$

$$\Rightarrow \underbrace{\frac{M_{2n}}{M_{2n}}}_{=} = \underbrace{\frac{\mu_2}{\mu_2}}$$

$$\textcircled{2} \oint H_d \cdot d\ell = \oint B \cdot dS = I_{in} + I_{out} = \iint (j_{inN} + j_{outN}) dS$$



$$\vec{dS} \uparrow \uparrow \vec{z} \\ \vec{dS} \uparrow \downarrow \vec{z}$$

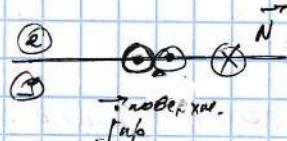
$$(H_{2r} - H_{2l}) l + 0 \left( \frac{\Delta e}{e} \right) = j_{inN} \cdot l \cdot \Delta l + \underbrace{j_{outN} \cdot l \cdot \Delta l}_{< \infty \rightarrow 0}$$

$$j_{outN} \sim \frac{\partial B}{\partial t}, \text{ но } \left| \frac{\partial B}{\partial t} \right| < \infty$$

Случай

$$\textcircled{2} \xrightarrow{I_{in}} \textcircled{3} \overrightarrow{N} \rightarrow j_{inN} = 0$$

Случай

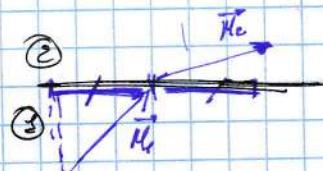


$$j_{inN} = \frac{\int_{inN}}{\Delta e}$$

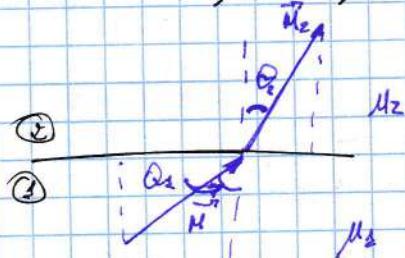
$$\Rightarrow (M_{2x} - M_{1x}) l = \int_{\text{up N}}^{\text{надвхм.}} \cdot l$$

$$M_{2x} - M_{1x} = \int_{\text{up N}}^{\text{надвхм.}}$$

Cesses  $\int_{\text{up N}}^{\text{надвхм.}} = 0 \rightarrow M_{1x} = M_{2x}$



1ell:  $\frac{B_{1x}}{\mu_1} = \frac{B_{2x}}{\mu_2} \Rightarrow \frac{B_{1x}}{B_{2x}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$

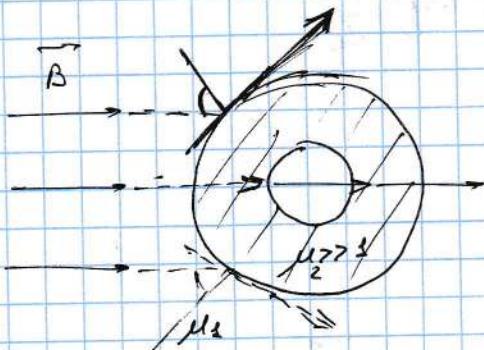


1-2 - 1ell: a нулю  $\int_{\text{up N}}^{\text{надвхм.}} = 0$

Спосб О<sub>1</sub> и О<sub>2</sub>:

$$\tan \theta = \frac{M_x}{M_n}$$

$$\frac{\tan \theta_1}{\tan \theta_2} = \frac{\frac{M_x}{M_{1n}}}{\frac{M_x}{M_{2n}}} = \frac{M_{1n} M_{2n}}{M_{2n} M_{1n}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\frac{B_{2x}}{\mu_2}}{\frac{B_{1x}}{\mu_1}}$$



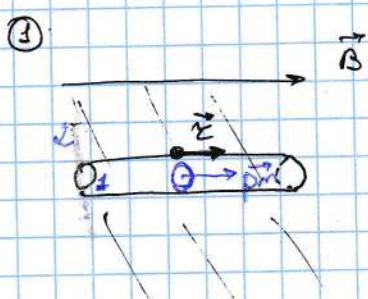
29.11.23.

Cesses неизменен.  
(B SI)

$$\vec{F}_n = q[\vec{\delta}, \vec{B}]$$

$$\vec{F}_t = I[\vec{\alpha}, \vec{B}]$$

$$\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}]$$



~ Сохраняется ли это в вакууме?

Измерить можно силу со стороны магнита  
или же - неизменение. Можно измерить /  
F\_t и F\_{up}. Можно висеть -> результаты.

Чтобы измерить B, в паспорте делается  
откуда-то засечка напротивление B.

Всё основано на гравитационных усилениях.

$$H_{1x} = H_{2x} (\vec{j}_{\text{up}} = 0)$$

$\Rightarrow$  неизменение силы в вакууме.

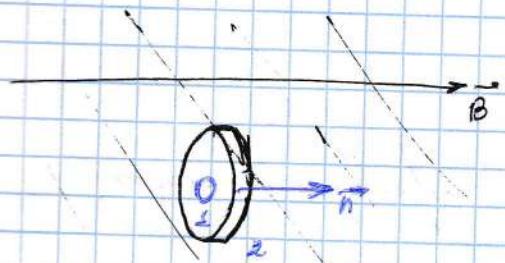
$$B_2 = \mu_0 M_2 ; B_2 = ?$$

$B$  среge ( $\perp$ ) - вектор  $\rightarrow \vec{M} \rightarrow \vec{B}_2 = \vec{H}_2$  ( $M_2 = M_{12}$ )

$\Rightarrow \vec{H}_2$  т.е. сила притяжения (вектор)

$$\vec{M}_2 \Rightarrow \vec{B}_2 = \mu_0 \vec{H}_2$$

② Для симметричного зазора находим  $B$



$$B_{in} = B_{2n} \sim \text{Бесконечное значение градиента}$$

$\vec{M}$  в среge  $\perp$  (вектор)

$$B_2 = B_{2n} \Rightarrow B_{2n} = B_2$$

Энергия в магнитном поле

$$A_s = 0 \quad (\vec{F}_n \perp \vec{r})$$

$$A_{max} = 0$$

Радиусом зазора симметрическое поле!

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_B}{\text{зазор}} &= \frac{d\Phi_B}{dt} \\ \frac{d\Phi_B}{dt} &= \frac{d\Phi_B}{dt} \\ \Phi_{ind} &= - \frac{d\Phi_B}{dt} \\ I &= \frac{dq}{dt} \end{aligned}$$

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \frac{dI}{dt} = \frac{dI}{dt} \cdot \frac{L \cdot \Phi_B}{L} = L \cdot \frac{dI}{dt} \cdot \Phi_B$$

$$\Rightarrow dW_{int} = - dA_{ind}, \quad \Phi_B = LI$$

$$dW_{int} = ID\Phi_B = \{ \text{также } L = \text{const} \} = LI dI$$

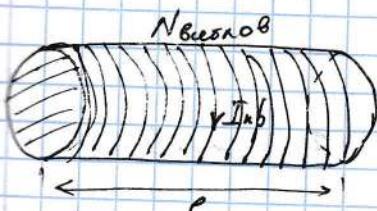
$$W_{int} = \frac{LI^2}{2}$$

$$\Phi_B = \iint_S B_n dS$$

Бесконечное зазор или, не изменяется  $L$ !

Плотность магнитного поля  
вокруг

$$w_m = ? \quad \text{б. вектор}: \quad w_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (\text{SI})$$



$$n = \frac{N}{l}$$

$$dW_{int} = ID\Phi_B$$

$$B_{max} = \mu_0 n I \quad ; \quad B_{max} = \mu_0 N I \quad (\tilde{\mu}_{max} = 2)$$

$$\Rightarrow N_{max} = n I$$

$$\oint M d\ell = \int_{\text{Int}} \Rightarrow M = M_{\text{Бок.}} = nI$$

(L)

$$\int_{\text{Ext}} W_{\text{m}} = \int d\Phi_B = \frac{M}{n} \cdot S \int dB \cdot N = \underbrace{M \cdot S}_{\text{Мес.}} \cdot \int dB = M \cdot \int dB \cdot V$$

V - общий замкнутый объем.

$$dW_{\text{m}} = dW_{\text{m}} \cdot V$$

$$\Rightarrow \boxed{dW_{\text{m}} = M \cdot dB}$$

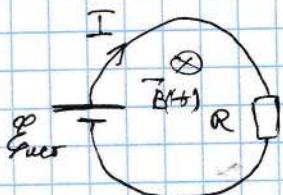
$$\boxed{W_{\text{m}} = \int M \cdot dB} \quad \sim \text{заряженного тела.}$$

$B$  находит ся по формуле (для  $B$ ):

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

$$\boxed{W_{\text{m}} = \frac{\mu M^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu} = \frac{BH}{2}}$$

Инерционные расходы нагрева  
суть в изменении все.



$$E_{\text{эл}} = IR \mid I dt$$

$$E_{\text{эл}} \cdot \underbrace{I dt}_{\delta A_{\text{эл}}} = I^2 R dt$$

$$\underbrace{E_{\text{эл}} \cdot \delta Q}_{\delta A_{\text{эл}}} = \underbrace{\delta Q}_{\delta Q_{\text{грав}}} \rightarrow \delta A_{\text{эл}} = \delta Q_{\text{грав}}$$

Больше расходов  
потребления  
специфика на тепло.

$$\delta A_{\text{эл}} + \delta A_{\text{коуп.}} = \delta Q_{\text{грав.}} + \int W_{\text{m}} \quad (\text{L})$$

$$E_{\text{эл}} + E_{\text{инд}} + E_{\text{с-нт}} = IR \mid I dt$$

$$\Phi_{\Sigma} = \Phi_{\text{погр}} + \Phi_{\text{внеш}}$$

$$\underbrace{E_{\text{эл}} I dt}_{\delta A_{\text{эл}}} - \frac{d\Phi_{\Sigma}}{dt} I dt = I^2 R dt \quad (\text{2})$$

$$\underbrace{\delta Q_{\text{грав}}}_{\delta Q_{\text{тепл}}}$$

$$(1) - (2): \delta A_{\text{коуп.}} + I \delta \Phi_{\Sigma} = \int W_{\text{m}}$$

Возможен для постоянных величин:

$$\delta A_{\text{коуп.}} = F_x^{\text{коуп.}} dx \quad ; \quad F_{\text{вн}} = -F_x$$

① Если все макроуровни находятся в одинаковых условиях ( $\Phi_{\Sigma} = \text{const}$ )

$$F_x^{\text{коуп.}} = \frac{\int W_{\text{m}}}{dx} \Big|_{Q=\text{const}}$$

$$F_{\text{вн}} = - \frac{\int W_{\text{м}}}{dx}$$

3) Двигательная сила тока ( $I = \text{const}$ ) ~ на единицу единицы токов.

$$M_{12} = M_{21} = M$$

$$W_M = \frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} + M I_1 I_2 =$$

$$\begin{aligned} &= \frac{L_1 \bar{I}_1^2}{2} + \frac{L_2 \bar{I}_2^2}{2} + \frac{1}{2}(M I_1 I_2 + M I_1 I_2) = \\ &= \frac{1}{2} \bar{I}_2 (L_1 \bar{I}_1 + M I_2) + \frac{1}{2} \bar{I}_2 (L_2 \bar{I}_2 + M I_1) = \frac{1}{2} \bar{I}_1 \Phi_{1\Sigma} + \frac{1}{2} \bar{I}_2 \Phi_{2\Sigma} \end{aligned}$$

$$\Phi_1^{\text{внеш}} = L_1 I_1$$

$$\Phi_{21} = M I_1, \bar{I}_2 = M I_2$$

$$\Phi_2 = \Phi_1^{\text{внеш}} + \Phi_2^{\text{внеш}}$$

$$F_x^{\text{коуп}} dx + I_1 d\Phi_{1\Sigma} + I_2 d\Phi_{2\Sigma} = \frac{1}{2} \bar{I}_1 d\Phi_{1\Sigma} + \frac{1}{2} \bar{I}_2 d\Phi_{2\Sigma}$$

$$\left. \sqrt{I x T_M} \right|_{I_1, I_2} = \frac{1}{2} \bar{I}_1 d\Phi_{1\Sigma} + \frac{1}{2} \bar{I}_2 d\Phi_{2\Sigma}$$

$$\Rightarrow F_x^{\text{коуп}} dx = - \left( \frac{1}{2} \bar{I}_2 d\Phi_{1\Sigma} + \frac{1}{2} \bar{I}_1 d\Phi_{2\Sigma} \right) = - dT_M$$

$$\Rightarrow F_x^{\text{коуп}} = - \left. \frac{dT_M}{dx} \right|_I$$

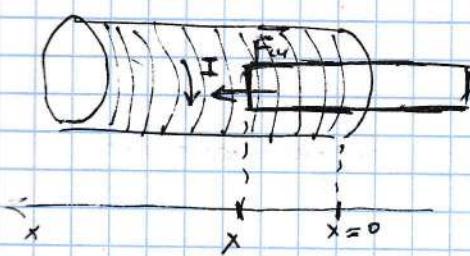
$$F_{ux} = - F_x^{\text{коуп}} = \left. \frac{dT_M}{dx} \right|_I$$

~ учитываемое.  
(правобережье берега)

Примеч:

3) Симметрия

магнитного.



$$L = L(x)$$

$$T_M = \frac{L(x) I^2}{2}$$

$$F_{ux} = \left. \frac{dT_M}{dx} \right|_I = \frac{I^2}{2} \frac{dL}{dx}$$

$x > 0$  - правобережное  
 $x < 0$  - левобережное.

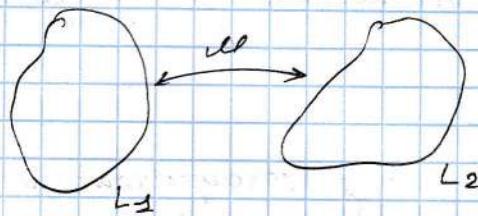
$$\tilde{x} = x + \Delta x$$

Симм  $\Delta x > 0 \Rightarrow \tilde{x} > x$

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

$$\rightarrow BT \Rightarrow \Phi_0 \uparrow \Rightarrow L \uparrow$$

$$\frac{dL}{dx} > 0$$



эл - крив - близлежащий магнит.

$\Rightarrow F_{\text{aux}} > 0 \sim$  притяж.

Аналогично параллельной, где  $\delta t < 0$  получаем.)  $\rightarrow \frac{\delta I}{\delta x} < 0$

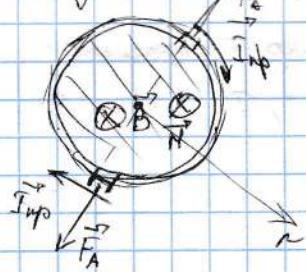
$\Rightarrow F_{\text{aux}} < 0 \sim$  отталкн.

9.12.21.

② Силы тока (закономерности изменения взаимодействия электротоков)

Allell:

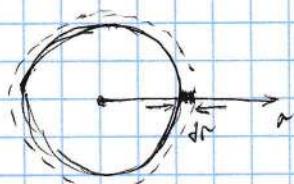
or note:



$$\vec{F}_A = I_1 [A \vec{e}, \vec{B}]$$

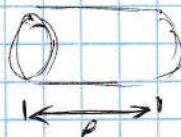
$$F_{\text{aux}} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \Big|_I$$

$$W_{\text{aux}} = W_{\text{aux}} \cdot V = \frac{\mu_0 H^2}{2} V$$



$$\delta W_{\text{aux}} = W_{\text{aux}} \cdot \delta V = 2\pi r l \delta r \cdot W_{\text{aux}}$$

$$\Rightarrow F_{\text{aux}} = W_{\text{aux}} \cdot 2\pi r l \cdot \frac{\mu_0 H^2}{2} \cdot \underbrace{2\pi r l}_{\text{Solen.}}$$

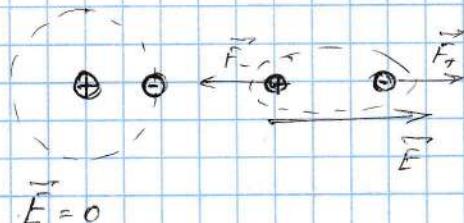


$$F_{\text{aux}}(z) = \frac{F_{\text{aux}}}{\text{Solen.}} = \frac{\mu_0 H^2}{2} = W_{\text{aux}}$$

При движении вдоль собственного магнитного поля

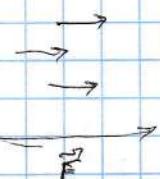
Движение

① Для механики:



а также движущийся заряд в электр. поле

② Применение



заряд в электрическом поле

Собственное поле заряда  
и движущего заряда в  
виде

(движущий заряд)

в ст.

In. поле

внеш. поле

$$\oint E dL = - \frac{\partial}{\partial t} \iint B_n dS \quad (S)$$

$$\oint H dL = I_{\text{inp}} + \frac{\partial}{\partial t} \iint D_n dS \quad (S)$$

$$\oint D_n dS = \iint_{\text{бок}} j_{\text{бок}} dS \sqrt{V}$$

$$E_z = \text{const}$$

безразличное  
внешнее  
воздух

$E_z = \text{const}$ , когда на границе  
пограничного слоя нет  
электрических зарядов ( $j_{\text{бок}} = 0$ )

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

$$\oint B_n dS = 0$$

$$B_n = \text{const}$$

$$H_z = \text{const} \quad (j_{\text{бок}} = 0)$$

или

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

I изолировано  
сопротивление

Решение!

$$\begin{array}{c} \vec{E} \\ \vec{D} \end{array} \longleftrightarrow \begin{array}{c} \vec{H} \\ \vec{B} \end{array}$$

Приложение аномалии:

- $\vec{E} \leftrightarrow \vec{B}$  - неизвестное! (известные характеристики)
- $\vec{P} \leftrightarrow \vec{J}$  - вектор-характ. сплош.
- $\vec{D} \leftrightarrow \vec{H}$  - векториал. вектор
- $\vec{\epsilon} \leftrightarrow \frac{1}{\mu}$

Приложение аномалии:

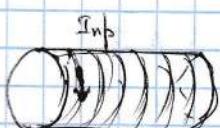
$$-\int \vec{D}_n dS = q_{\text{бок}}$$

$$\oint D_n dS = q_{\text{бок}}$$

$$+\frac{\epsilon}{\mu} \vec{H}_{\text{бок}}$$

Если есть некоторое значение параметра, то есть  $\vec{D} = \text{const}$  в объеме.

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_{\text{бак.}}}{\epsilon}$$



$$N = n I_{\text{вп}}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_{\text{бак.}}$$

$$\oint H_n dL = I_{\text{вп}}$$

Макс. значение

$$\left\{ \frac{\partial L}{\partial I} = \frac{n p_m^2}{3 \pi \sigma} \right\} > 0$$

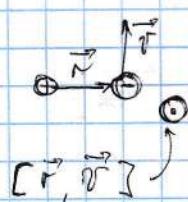
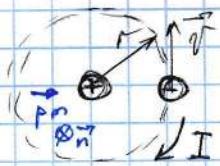
$$\vec{p}_e \leftrightarrow \vec{p}_m$$

$$W_{\text{ан}} = (\vec{p}_e, \vec{E}) \leftrightarrow W_{\text{ан}} = (\vec{p}_m, \vec{B})$$

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \vec{p}_i = n \vec{p}_e \leftrightarrow \vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \vec{p}_m = n \vec{p}_m$$

↓  
Общепринятое представление  
бактерий как неподвижных клеток.

Причины неподвижности  
бактерий.  
Упрощенное описание.



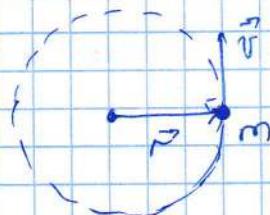
$$\vec{p}_m = f I S \vec{n}$$

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{|\vec{e}|}{T}$$

$$T = \frac{2\pi r}{\omega r} ; \quad S = \omega r^2$$

$$\Rightarrow \vec{p}_m = f \frac{|\vec{e}| r}{2\pi r} \cdot \omega r^2 \vec{n} = \frac{1}{2} f |\vec{e}| \vec{V} r \vec{n} =$$

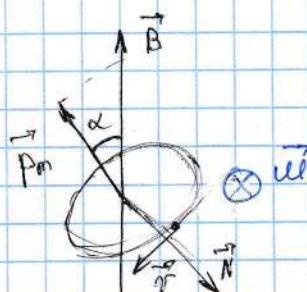
$$\Rightarrow \vec{p}_m = - f \frac{|\vec{e}|}{2} [\vec{r}, \vec{v}]$$



$\vec{N} = m [\vec{r}, \vec{v}]$  ~ момент инерции.

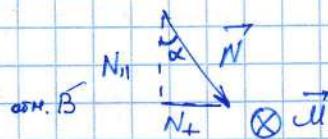
$$\delta = f \frac{|\vec{e}|}{\omega m} \quad \text{~направленное движение.}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \vec{p}_m = - \delta \vec{N} \\ \vec{p}_m \parallel \vec{N} \end{cases}$$



$$\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}]$$

$$\frac{d\vec{N}}{dt} = \vec{M}$$



$$\frac{dN_{\perp}}{dt} = \frac{\sin \alpha}{N_{\perp}} = \frac{\omega \delta t}{N \sin \alpha} =$$

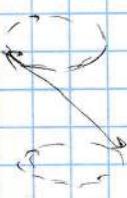
$$= \frac{p_m B \sin \alpha \delta t}{N \sin \alpha} = \frac{p_m B}{N} \delta t$$

$$\mathcal{N} = \frac{d\delta}{dt} = \frac{p_m B}{N} = \text{Винкельсона при движении}$$

$$\vec{\mathcal{N}} = \delta \vec{B}$$

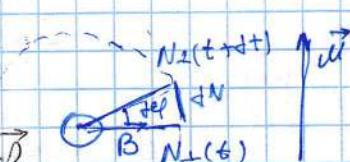
$$\vec{N}_{\text{гон.}} = m r^2 \vec{\mathcal{N}}$$

$$\rightarrow \vec{p}_{m \text{гон.}} = - \delta \vec{N}_{\text{гон.}}$$



~ наведенный гон-вид момент  
вращения вращающегося магнита.

$$\vec{N}_{\text{гон.}} \perp \vec{v} \Rightarrow \vec{p}_{m \text{гон.}} \parallel \vec{\mathcal{N}} \parallel \vec{B}$$

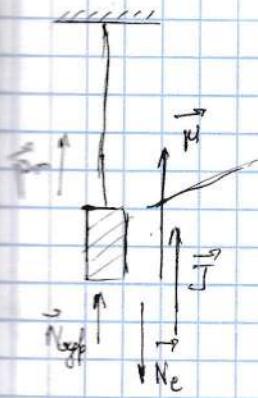


$$\Rightarrow \vec{p}_{\text{mag}} \parallel \vec{B} \Rightarrow \vec{J}_{\text{gen}} = n \cdot \vec{p}_{\text{mag}}$$

$$\vec{J}_{\text{gen}} \propto \vec{B}$$

~ беъ беъ предиктор си-бет динамика, но не оочи симено. Беъ жеъ б генератор!

### ① Оною Джоуля - Демоно (1815г.)



исследование из  
направления (x>0)

$$\vec{J} = n \vec{p}_m \Rightarrow \vec{p}_m \parallel \vec{B} \quad \text{закон}$$

$$\vec{N}_e = 0 = \text{const} = \underbrace{\vec{N}_e}_{>0} + \underbrace{\vec{N}_{ag}}_{<0}$$

$$\vec{p}_m = -k' \vec{N}_e$$

Этот результат  
помог в генерации

$\Rightarrow$  образец помеха  
бранист.

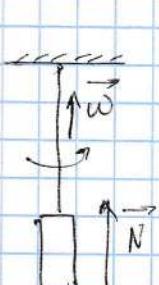
Чт з генерации:

$$\frac{1el}{2m} < \delta < \frac{1el}{m}$$

### ② Эффект Барнекова (1919г.)

$t=0$  ~ образец начального ( $\vec{J} \neq 0$ )

Если разогнать (изменить скорость.)  
~ образец начнет вращаться.



Образец, находясь, вращается  $\rightarrow$  образец  
изменяется

$$\vec{N} \neq \vec{w}$$

$$\approx 300 \text{ c}^{-1} \rightarrow B_z \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ T.} \quad (B_{\text{земли}} \approx (0,3-0,7) \text{ T})$$

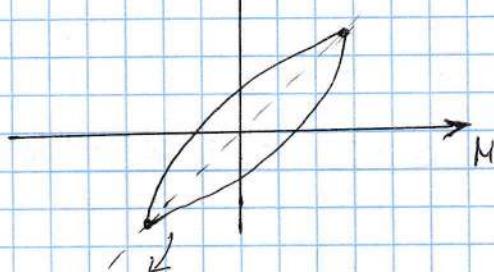
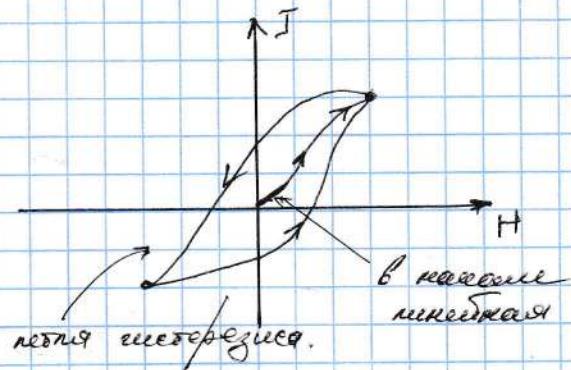
6.12.21

Дифференциальная: ①  $\mathcal{R} \gg 1$ : Fe:  $\mathcal{R} \approx (5-10) \cdot 10^3$

$$\textcircled{2} \quad \vec{J} = \vec{J}(\vec{H})$$

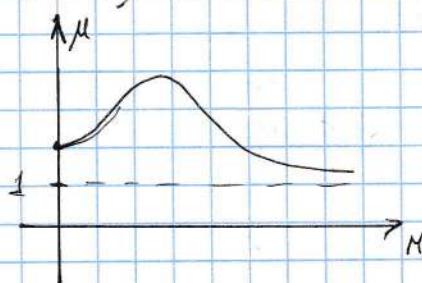
③ Круговая зависимость между  $J(H)$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \rightarrow \vec{B} = \mu_0 (\vec{J} + \vec{H})$$



④ Остаточная намагниченность:  $J \neq 0$  при  $H=0$

$$\textcircled{5} \quad \mathcal{R} \rightarrow \mu = \mathcal{L} + \mathcal{R}$$

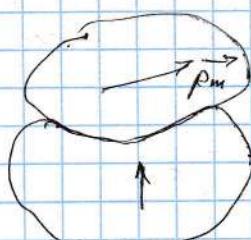


⑥  $T < T_K$ : Fe:  $T_K = 770 K$

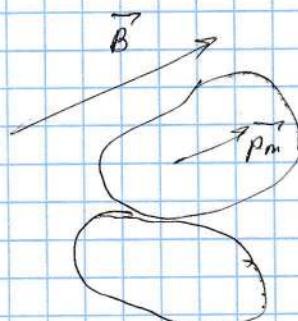
СВ-Ба дифференц.; Co:  $T_K = 1150 K$

при  $T > T_K$  - СВ-Ба параллельные.  
при  $T > T_K$  ~ СВ-Ба антипаралл. (одинаково распределение)

⑦ Две модели спирокура:



$$\vec{H} = 0 \rightarrow \langle \vec{p}_m \rangle = 0 \Rightarrow \langle \vec{J} \rangle = 0$$



$$\vec{B} \neq 0 \rightarrow \vec{H} \neq 0 \rightarrow \langle \vec{J} \rangle \neq 0 \Rightarrow$$

$\Rightarrow$  намагниченное

Но почему это стационарное магнитное поле?

Теория Янга - Вейса  
(дискретного магнитного заряда)

$$H_{\text{норм}} = H + \beta J$$

, где  $\beta$  - постоянная Вейса

$$J = \partial H_{\text{норм}} = \partial H + \partial \beta J$$

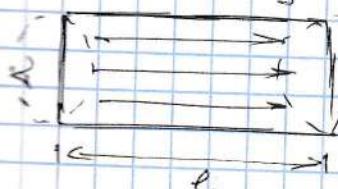
$$J = \frac{\partial H}{\partial -\partial \beta}$$

$$\partial H = J (I - \partial \beta)$$

т.е. при  $H=0$   $J \neq 0$

$\Rightarrow$  это нестационарное поле.

При постоянных зарядах



$$\vec{B} - ?$$

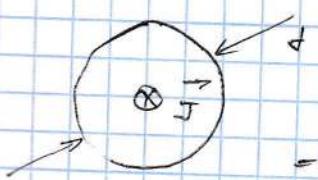
$$\vec{H} - ?$$

$$[L \gg d]$$

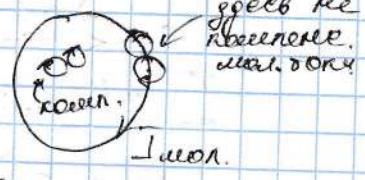
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$$

у-заязора  
перпендикулярно  
( $I_{\text{норм}}$ )

у-заязора  
заряд ( $I_{\text{норм}}$ )



$$\text{но } I_{\text{норм}} = 0 \rightarrow \vec{B}_0 = 0$$



$\Rightarrow$  антизорад с зарядом центрального.

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

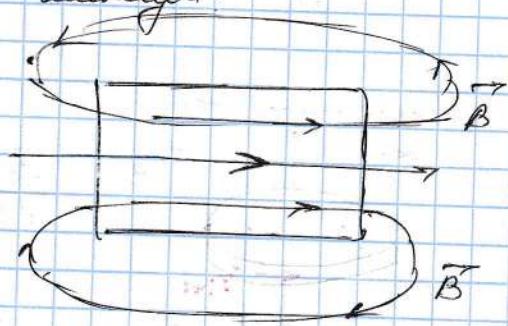
$$H_{\text{норм}} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} =$$

$$\text{II: } \oint B \cdot dL = \text{но } I_{\text{норм}}$$

$$(l) \quad \vec{B}'$$

$$\oint J_s dL = I_{\text{норм}} \rightarrow \vec{B} = \vec{B}' = \frac{\mu_0}{\mu_0} \vec{J}$$

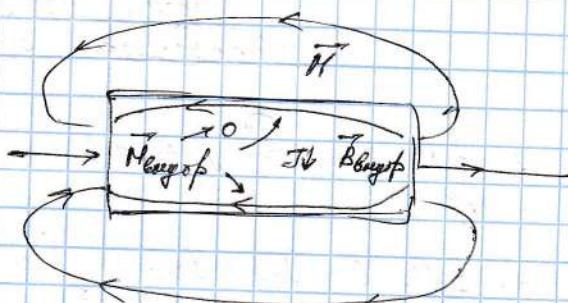
вынужд.



$$H_{\text{норм}} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \rightarrow 0$$



$$j_{\text{норм}} N = 0 \rightarrow H_{z2} = H_{z1}$$



магнитное поле:

$$E_{\text{норм}} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

$$I_{\text{норм}} = \frac{E_{\text{норм}}}{R}$$

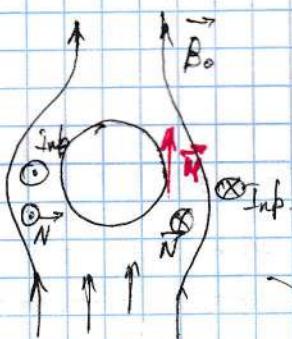
сверхпроводимость:  $R \rightarrow \infty \Rightarrow$  магнитный поток постоянен  $\left| \frac{d\Phi_\Sigma}{dt} \right| = 0 \Rightarrow \Phi = \text{const}$

$$t=0: B_0 = 0 \rightarrow \Phi = 0$$



~ исчез из сверхпроводника.

$$t > 0$$



$$\Phi_\Sigma = 0$$

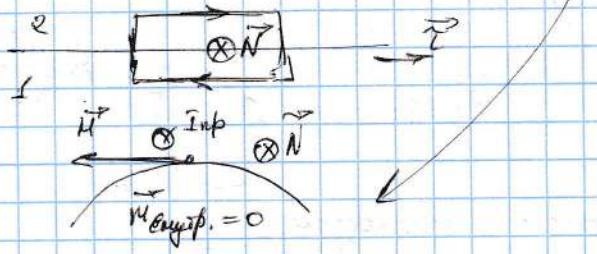
$$\begin{aligned} \Phi_\Sigma &= \Phi_{\text{внешн}} + \Phi_{\text{внутр}} = 0 \rightarrow \\ \vec{B} &= 0 = \vec{B}_0 + \vec{B}_{\text{внутр}} \quad \text{и } \vec{B} \\ \rightarrow \vec{B}' &= -\vec{B}_0 \end{aligned}$$

появился новый магнитный поток, уменьшился:

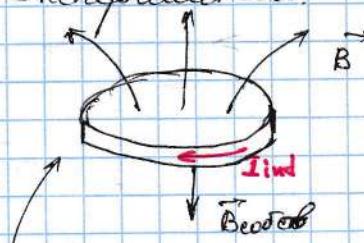
$$\Phi_{\text{вн}} = \Phi_{\text{вн}}$$

$$\Phi_{\text{вн}} - \Phi_{\text{вн}} = \Phi_{\text{вн}}$$

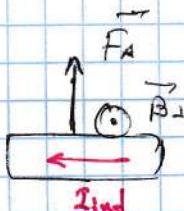
$$\Rightarrow \text{так } \Phi_{\text{вн}} = 0 \rightarrow \Phi_{\text{вн}} = \Phi_{\text{вн}}$$



Движение катушки:



$$\frac{d\vec{B}}{dt} > 0$$



движение катушки изменяется.

$$\vec{F}_A = I_{\text{инд}} [a \vec{L}, \vec{B}]$$

сверхпроводник - неэто в зависимости наше.

Чтобы Статика зависела от изменения потока она должна включаться.

§ 7:

$$1) \oint E_d l = - \frac{\partial}{\partial t} \iint B_d dS$$

(1)

$$2) \oint H_d l = I_{\text{вн}} + I_{\text{внутр}} = \iint \mu_0 J_d dS + \frac{\partial}{\partial t} \iint D_m dS$$

(2)

$$3) \iint D_m dS = q_{\text{заряд}} = \iiint \rho dV$$

(3)

(4)

$$4) \iint B_d dS = 0$$

(5)

B - право-левая проводник!

$$1) \rightarrow \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$2) \rightarrow \text{rot } \vec{H} = \vec{j}_{\text{inf}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$3) \rightarrow \text{div } \vec{D} = \rho_{\text{free}}$$

$$4) \rightarrow \text{div } \vec{B} = 0$$

CGS: 1)  $\oint E d\ell = - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \iint B_n dS$

(L)

(S)

$$2) \oint H d\ell = \frac{q_0}{c} \iint j_n dS + S + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \iint D_n dS$$

(L)

(S)

$$3) \iint D_n dS = q_0 \iint \rho_{\text{free}} dV$$

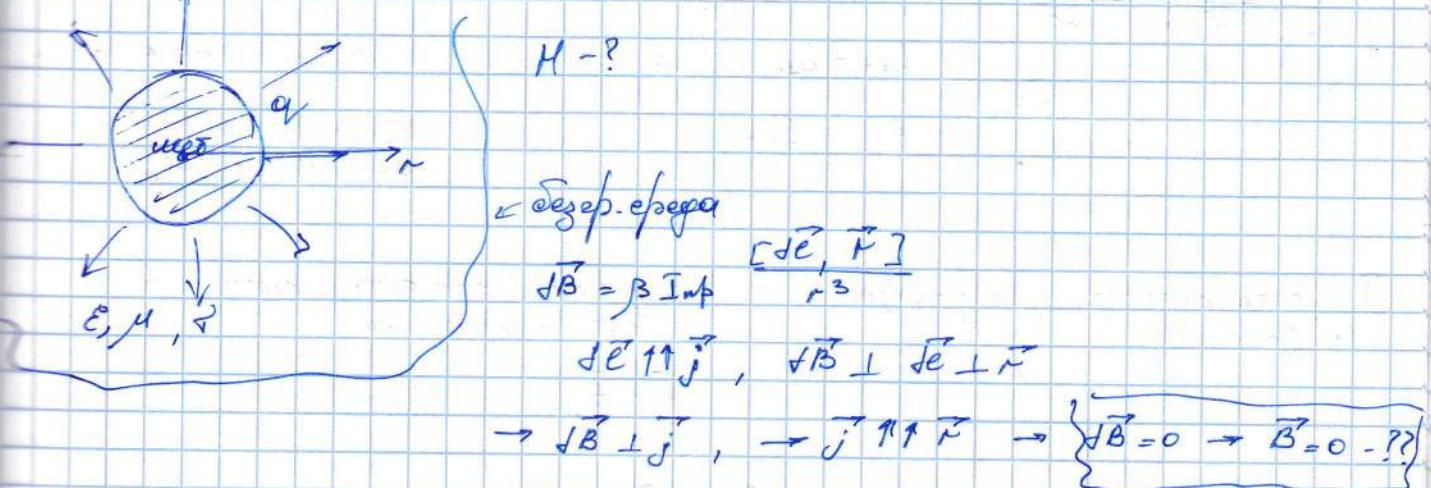
(S)

(V)

$$4) \iint B_n dS = 0$$

(S)

Зависимость от времени:



Численное значение 2):

$$\oint H d\ell = I_{\text{inf}} + \frac{\partial}{\partial t} \iint D_n dS.$$

(L)

Линейная зависимость от времени

$$\iint D_n dS = q \rightarrow D = D_n = \text{const}$$

S

$$D \cdot 4\pi r^2 = q \rightarrow D = \frac{q}{4\pi r^2}$$

$$q = q(t) \rightarrow D = D(t)$$

$$\frac{\partial D_n}{\partial t} = - \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dq}{dt} = - \frac{1}{4\pi r^2} \cdot I_{\text{inf}}.$$

$$\frac{dq}{dt} < 0, \text{ но } \frac{dD_n}{dt} > 0$$

$$\rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \iint D_n dS = 4\pi r^2 \frac{\partial D}{\partial t} = -I_{\text{inf}} = I_{\text{curr.}}$$

$$\rightarrow \underline{I_{\text{inf}} + I_{\text{curr.}} = 0}$$

$$\Rightarrow \vec{H} = 0 \rightarrow \underline{\vec{B} = 0}$$

## Св. вр-еи иллюстра.

- ① Ур-еи иллюстра. показаны не выворачиваются! Для ур-еи ~ симметрии.  
экспериментальных данных.
- ② Из них видно, что механический эл-ово поле обл. изображается  
в временных зависимостях полей  $(P(t), Q(t), \vec{B}(t))$ ,  
 $\vec{A}, \vec{E}$

$\vec{J}_{\text{об}}, \vec{E}(t), \vec{B}(t)$  - механический поле изображения

Иное поле наз. врем. зарядами, подавлено и  
неподавлено.  
А механическое поле явное зарядами.

М. Р. Дирак (его имя входит в теорию <sup>согласно</sup> в механическом зарядами  
(его имя входит в теорию))

- ③ Если есть граница раздела двух сред ~ гранич. ур-еи механических!

$$\frac{2}{1} \xrightarrow{\text{N}} \vec{E}$$

Диагр. ур + Граница.  $\leftrightarrow$  неизменение.

$$D_{\text{en}} - D_{\text{ex}} = \beta_{\text{раб}}$$

Для механического поля:

$$E_{\text{tr}} = E_{\text{ex}}$$

$$\beta_{\text{en}} = \beta_{\text{ex}}$$

$$H_{\text{tr}} - H_{\text{ex}} = j_{\text{раб}} N$$

- ④ Математическое уравнение: ~ Влияние на поле волны  
(также между  $\vec{D}, \vec{E}$  и  $\vec{H}, \vec{B}$ )

$$\begin{aligned} \vec{P} &\sim \vec{E} \\ \vec{J} &\sim \vec{H} \end{aligned}$$

1) Для M.M.:  $\vec{P} = \alpha \vec{E} \rightarrow \vec{D} \sim \epsilon \vec{E}$

2) Для диэл.:  $\vec{J} = \sigma \vec{H} \rightarrow \vec{B} = \mu \vec{H}$

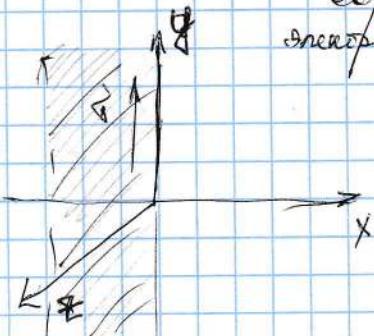
3)  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$

} Во всех ур-ех образуется  
область сфер.

приведено

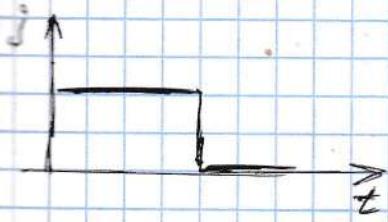
- ⑤ Ур-еи иллюстрации показывают один процесс. Представляется  
одинаковою идущую волну электромагнитных полей.

Объяснение сущ-я  
математических полей.

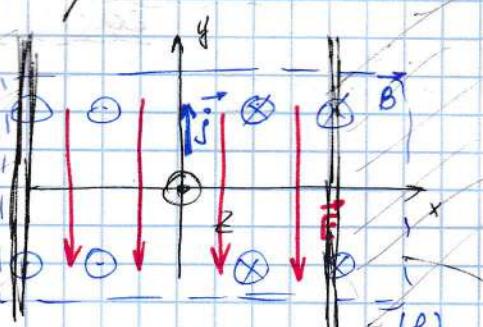


Приведен заряд в од-ой зоне в  
зональном одном зоне X.

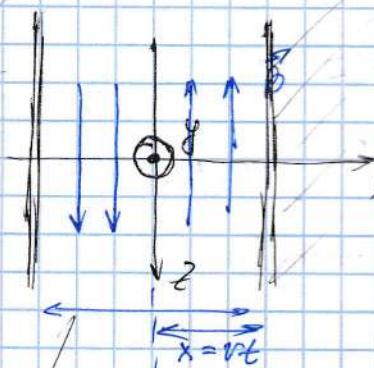
В. С.:



Со стороны оси z:



Со стороны oy:



$$B_z(x) = -B_z(-x)$$

$$\vec{B} = \vec{B}(t) \Rightarrow \vec{E}(t)$$

Генерируемые  
нормалями  
 $\vec{n}_z = 0$

$$\text{т. о. г. } \oint E d\ell = - \frac{\partial}{\partial t} \iint B_x dS$$

$(L)$        $(S)$

$$- \frac{\partial B_x}{\partial t}$$

Следует замечать, что

Факт неизвестен.

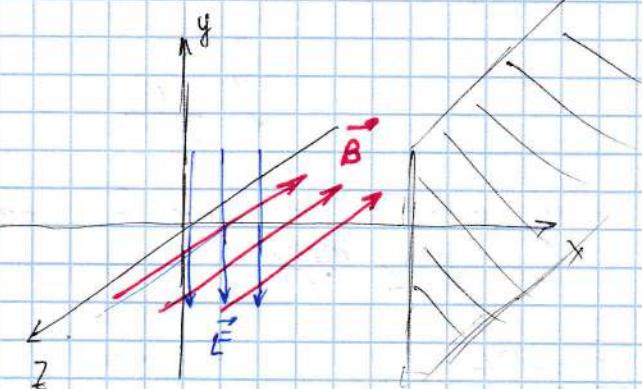
$$\oint H d\ell = \frac{\partial}{\partial t} \iint D_x dS + I_{\text{вн}}$$

$(L)$        $(S)$

$$\oint E d\ell = -E l = -B \cdot l \left( \frac{dx}{dt} \right) = -B V$$

$(L)$

$$\Rightarrow E = BV$$



$$\oint H d\ell = -M l = -D e \frac{dx}{dt}$$

$(L)$

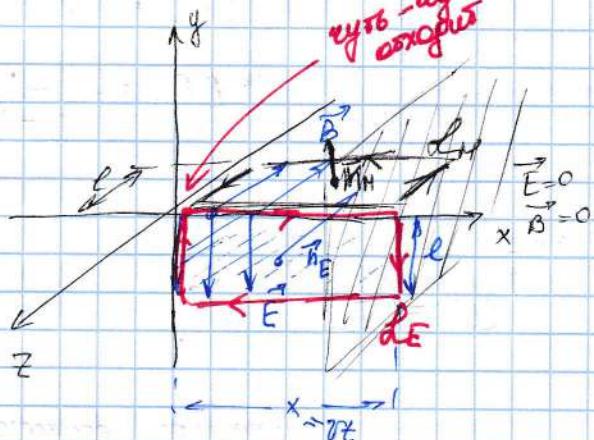
$$\Rightarrow M = DV$$

Несколько изображений проводника:

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

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

$$\frac{\partial}{\partial t} = \epsilon E V$$



$$\Rightarrow B = \mu \epsilon B V^2 \rightarrow V = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \cdot \sqrt{\mu \epsilon}}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c$$

(это - это число)

$$\Rightarrow V = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}$$

$< \infty!$

Так движение  $\rightarrow$  не может не уничтожить!

Состоиаие гравитационных  
сил в вакууме.

Динамическое  
взаимодействие СГ:

$$[L] = \text{м}$$

$$[\delta] = \text{с}$$

$$[m] = \text{кг}$$

$$[I] = \text{А}$$

CGS:

$$[L] = \text{см}$$

$$[T] = \text{с}$$

$$[M] = \text{г}$$

$$F_G = \frac{q_1 q_2}{r^2} \rightarrow [q]$$

Задача-20:  $[F] = k_2 \equiv k_2 e$  "изоморфные - сущес"

$$F = m \alpha \quad F = mg \cdot \alpha$$

$$m = 1 \text{ кг}, \quad F_{\text{си}} = 9,81 \text{ Н}$$

предположение второго закона, чтобы  
стартовать, надо сила = "к2."

$$\Downarrow \\ \alpha = \frac{1}{9,81}$$

Также сила притяжения равна  
весу тела.

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

Причес  $G = 1$

$$\begin{aligned} & \left. \begin{aligned} F &= m \alpha \\ [F] &= \frac{\text{кг}^2}{\text{с}^2} = \frac{[\text{м}]^2}{[\text{с}]^2} \\ [F] &= \frac{[\text{м}] \cdot [\text{с}]}{[\text{с}^2]} \end{aligned} \right\} \quad \left. \begin{aligned} \frac{[\text{м}]^2}{[\text{с}]^2} &= \frac{[M][L]}{[T]^2} \\ [\text{м}] &= \frac{[L]^3}{[T]^2} \left( \frac{\text{м}^3}{\text{с}^2} \right) \end{aligned} \right\} \end{aligned}$$

$$\textcircled{2} \quad c = 1$$

$$\Downarrow \\ [L] = [T]$$

Состоиаие гравитации Танген.

$G = 1, \quad c = 1$ ,  $h$  - небесное тело

$$\pi = \frac{h}{2\pi} = 1$$

$\kappa = l \sim \text{рад.} \quad \text{Более сложен}$

CGS  $\rightarrow$  CGSE

+

CGSEll.

Зависимость от времени

стационар (1850 - 1925) ~ предполагало всегда ст ~ устойчиво для  
изменяющихся распредел.

B SI:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \rightarrow$$

$$[E] = \frac{H}{R}$$

$$\vec{F}_n = q[\vec{v}, \vec{B}]$$

$$[F_n] = \frac{H}{R} \cdot \frac{e}{m}$$

②

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \rightarrow [E] = \frac{[F]}{[q]}$$

$$F_n = q[\vec{v}, \vec{B}] \rightarrow [\theta] = \frac{[F]}{[q]} \cdot \frac{[t]}{[L]}$$

CGSE

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \rightarrow [E] = \frac{[F]}{[q]}$$

$$\vec{F}_n = c q' [\vec{v}, \vec{B}] \rightarrow [A] = \frac{[F]}{[q]}$$

③

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\text{если } P=0 \rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} ? \text{ Но в-во, а не в фазе!}$$

$$\vec{N} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}, \rightarrow \text{в вакууме } \vec{J}=0 \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$$

B вакууме коэффициенты неодинаковы!

CGS:

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}$$

$$\vec{H} = \vec{B} + 4\pi \vec{J}$$

? в вакууме  $\vec{P}=0, \vec{J}=0 \rightarrow \vec{D} = \vec{E}$  и  $\vec{H} = \vec{B}$  в-во одинаковы

④

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad (\text{SI})$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{CGSE})$$

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\text{CGSE}}$$

$$\epsilon_{\text{SI}} \neq \epsilon_{\text{CGSE}}$$

или?

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} = \mu_{\text{SI}} \vec{H} \quad (\text{SI})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{CGSE})$$

$$\mu = \tilde{\mu}$$

$$\mu_{\text{SI}} \neq \mu$$

Следует различать из CGS и SI или  
коэффициентов.

$$I = \frac{q}{t} ; \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{(1)}^{(2)} E_d dL$$

коэф-там перехода пост. при  
изменении  $E$ . Величина  $\varphi$  постоянна, не  
зависит от перехода.

Величина	$E(4)$	$D$	$B$	$H$	$I (9)$	$\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$
коэф-т	$e$	$d$	$b$	$h$	$i$	$c$ неизвестный
	$\sqrt{\frac{4\pi}{\mu_0 \epsilon_0}}$	$\sqrt{\frac{4\pi}{\epsilon_0}}$	$\sqrt{\frac{4\pi}{\mu_0}}$	$\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$	$\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$	

$e = \frac{E}{E_0}$  и т.д.

Рассмотрим

SI

$$\vec{F} = q' \vec{E}$$

$$\vec{F}_1 = \frac{q'}{c} q [\vec{B}, \vec{B}]$$

$$w_{3n} = \frac{(\vec{E}, \vec{D})}{8\pi}$$

$$w_{4n} = \frac{(\vec{B}, \vec{N})}{8\pi}$$

$$\vec{F} = q' \vec{E}$$

$$\vec{F}_1 = q' [\vec{B}, \vec{B}]$$

$$w_{3n} = \frac{(\vec{E}, \vec{D})}{2}$$

$$w_{4n} = \frac{(\vec{B}, \vec{N})}{2}$$

$$\frac{e}{\sqrt{\epsilon_0}} = \frac{h}{\sqrt{\mu_0}} \sim \text{коэф-т сопротивления}$$

$$\Rightarrow q' \cdot i \cdot e E = q' E \rightarrow i \cdot e = 1 \quad (1)$$

$$\frac{i}{e} \cdot i \cdot b = 1$$

$$\rightarrow \frac{i}{e} \cdot i \cdot b = 1 \Rightarrow \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} i \cdot b = 1 \quad (2)$$

Следует из 5-и уп-ий в 5-ом подтверждается.

$$\frac{e \cdot d}{8\pi} = \frac{1}{2} \quad (3)$$

$$\frac{b \cdot h}{8\pi} = \frac{1}{2} \quad (4)$$

$$\frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}} = \frac{h}{\sqrt{\mu_0}} \quad (5)$$

Решение:

$$(1) \rightarrow i = \frac{e}{e} \Rightarrow \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \frac{1}{e} b = 1 \Rightarrow e = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} b$$

$$\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} b \sqrt{b} = 4\pi \Rightarrow b = \frac{4\pi}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \sqrt{b}$$

$$\Rightarrow \frac{4\pi h}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{b}} = 4\pi \Rightarrow h = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{b}$$

$$\frac{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{b}}{\sqrt{\mu_0}} = \frac{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} b}{\sqrt{\epsilon_0}} = \sqrt{\mu_0} \cdot \frac{b}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$

$$\sqrt{\epsilon_0} f = \frac{b}{\sqrt{\mu_0}}$$

$$d = \sqrt{\frac{4\sigma}{\epsilon_0}}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{4\sigma \epsilon_0}{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{4\sigma}{\mu_0}}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{4\sigma}{\mu_0}}$$

$$h = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\frac{4\sigma}{\epsilon_0}} = \sqrt{4\sigma \mu_0} \rightarrow h = \sqrt{4\sigma \mu_0}$$

$$e = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\frac{4\sigma}{\mu_0}} \rightarrow e = \sqrt{4\sigma \epsilon_0}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{4\sigma \epsilon_0}}$$

Spurzähler:

$$\textcircled{1} \text{ SI: } \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} ; \quad \vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = \frac{N}{\Delta V} \vec{p} ; \quad \vec{p} = q \vec{r}$$

$\textcircled{2}$  CGS CGS

$$[P] = \frac{1}{[L]^3} \cdot [q] \cdot [L] = \frac{[q]}{[L]^2}$$

$$\frac{1}{\epsilon_0} \vec{D} = \epsilon_0 \cdot \frac{1}{\epsilon_0} \vec{E} + \frac{1}{\epsilon_0} \vec{P}$$

$$\sqrt{\frac{\epsilon_0}{4\sigma}} \vec{D} = \epsilon_0 \sqrt{\frac{1}{4\sigma \epsilon_0}} \vec{E} + \sqrt{4\sigma \epsilon_0} \vec{P} \rightarrow \underline{\underline{\vec{D} = \vec{E} + 4\sigma \vec{P}}}$$

$\textcircled{3}$  aus CGS in SI:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{4\sigma}{c} \vec{j}_{\text{up}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$h \cdot \text{rot} \vec{H} = \frac{4\sigma}{c} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot i \vec{j}_{\text{up}} + \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\text{rot} \vec{H} \cdot \sqrt{4\sigma \mu_0} = 4\sigma \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{4\sigma \mu_0}} \cdot \vec{j}_{\text{up}} + \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\frac{4\sigma}{\epsilon_0}} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\sqrt{4\sigma \mu_0} \cdot \text{rot} \vec{H} = \sqrt{4\sigma \mu_0} \cdot \vec{j}_{\text{up}} + \sqrt{4\sigma \mu_0} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\underline{\underline{\text{rot} \vec{H} = \vec{j}_{\text{up}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}}}$$

Bei gegebener dimensionslosem Index - Schwingungszahl:

$$\underline{\underline{(\vec{E}; \vec{B})}}$$

$$\underline{\underline{(\vec{D}; \vec{H})}}$$

reziproker (umkehrbar)

u. in CGS umkehrbare dimensionslose Frequenz des Spurzählers

Happy End.