Глава I Электростатика.

1) Электрическое поле.

Поле, образ-е неподвижными частицами наз-ся электростатическими. т.о. говорят, что частица обладает эл-м зарядом.

Заряд

$+ \qquad -$

Силы взаимодействия неподвиж-х частиц, обусловленные только их зарядами, наз-ся электростатич. силами. Носителями зарядов явл. матер-е тела.

$e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл – эл-й заряд.

атом, где q ядра $= q$ вн.(–) – наз-ся электрически нейтральным.

З/С эл. заряда: алгебраическая сумма эл-х зарядов, тел или частиц, обр-х эл-ки изолированную систему, не изменяется при $\forall$ процессах, пр-х в этой системе.

$$\sum_{i=1}^{n} q_i = const$$

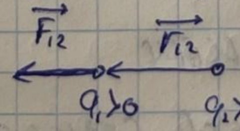
Заряд $\forall$ тела $= \pm N \cdot e_0$

2) Любой неточечный заряд можно представить в виде суммы точечных.

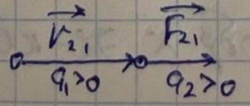
Силы эл-стат-го вз-я заряженных тел подчиняются эксперимен-о установ-му закону Кулона

Закон Кулона:

Сила эл-стат-го вз-я двух точечных эл. зарядов, прямо пропор-на пр-ю $|q_1||q_2|$, обратно пропор-на квадрату расстояния между ними и напр-на вдоль соед-ей ~~этих~~ их прямой.

а) 

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

б) 

$$\vec{F}_{21} = k \cdot \frac{|q_1 q_2|}{r_{12}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r_{21}}$$

$|\vec{r}_{12}| = |\vec{r}_{21}| = r$, $\vec{r}_{12} = -\vec{r}_{21}$

$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$, $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{Ф}{м}$ - эл-я постоянная

$k = 9 \cdot 10^9 \frac{Н \cdot м^2}{Кл^2}$

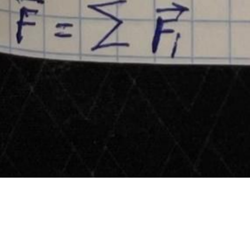
По III з. Н:

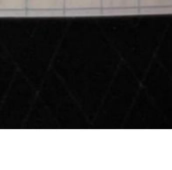
$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, $|F_{12}| = |F_{21}| = k \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}$

1 Кулон – заряд, проходящий через поперечное сечение проводника за 1 сек. при силе тока в 1А.

Если работаем не с точечными зарядами, а с з-ми телами:

Рез-я сила $\vec{F}$ с которой дейс-тют все n одноименных зарядов q_i на заряд q равно:





$q_1, q_2, q_3, q_4 > 0$

$\vec{F} = \sum^{n} \vec{F}_i$

3) Напряженность эл. поля.

Охарактеризовать (найти) поле - узнать силу действ-ю на ед. заряд в V т. поля.

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

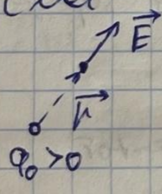
$\vec{E} \uparrow\uparrow \vec{F}$, $\vec{E}\left(\frac{Н}{Кл}\right)$

q_0 - заряд, образует поле E.

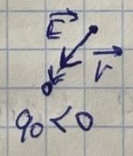
q - заряд в поле (q_0) E

$F = k \cdot \frac{|q_0||q|}{r^2}$, $E = \frac{F}{q} = k \cdot \frac{|q_0|}{r^2}$

если

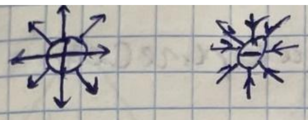


если



$$\vec{E} = k \cdot \frac{q_0}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$$

Силовые линии - граф.-е изображ. электростат. полей. Силовые линии нигде не пересекаются, т.к. для любой т. поля вектор $\vec{E}$ имеет лишь одно направление.



4) Принцип суперпозиции эл-х полей:

Напр.-ть поля системы зарядов равна
геометр.

сумме напр-й полей ~~на~~ всех зарядов.

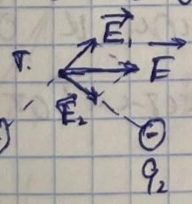
$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E_i}$$

где $\vec{E_i}$ — напр.-ть, создаваемая i-м зарядом в расс-й точке.

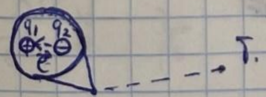
$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_i}{r_i^2} \cdot \frac{\vec{r_i}}{r_i} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^{n} \frac{q_i}{r_i^2} \cdot \frac{\vec{r_i}}{r_i},$$ где

$\vec{r_i}$ — радиус-вектор, проведённый из точки зар-да q_i в рассм. точку.

Для системы из двух зарядов:



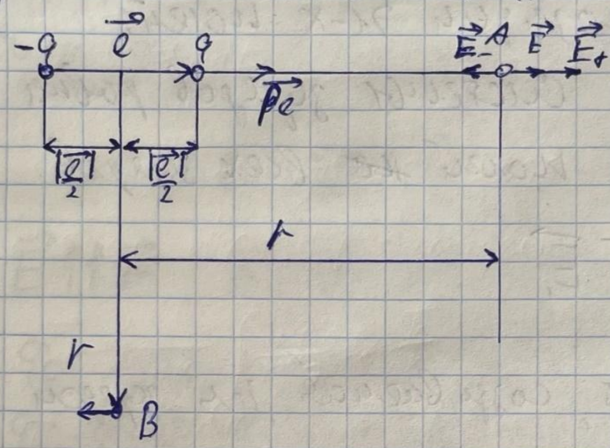
5) Эл-й диполь:



$q_1 > 0$, $q_2 = -q_1$

Плечо диполя — расст-е $\vec{l}$ (от – к +) между q_1 и q_2

Вектор $\vec{p_e} = q\cdot\vec{l}$ наз-ся электрический дипольным моментом.



В т. A, расп-й на оси диполя, на расст-ии r от его центра ($r \gg l$), напр-ть поля диполя в вакууме равна:

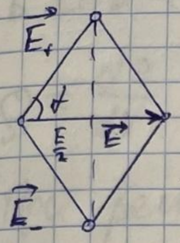
?

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{2\vec{p_e}}{r^3}$$

В т. B, расп-й на ⊥-е, проведенном к оси диполя из его середины, на расст-ии r от центра ($r \gg l$)

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

$$|\vec{E}_+| = |\vec{E}_-| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r_1^2}$$



$$\frac{E}{2E_+} = \cos\alpha \Rightarrow E = 2E_+\cos\alpha$$

$$\frac{\frac{l}{2}}{r_1} = \cos\alpha \Rightarrow \frac{l}{2r_1} = \cos\alpha$$

$$E = 2E_+ \cdot \frac{l}{2r_1}$$

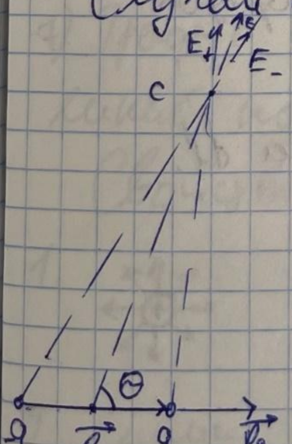
$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{2q}{r^2} \cdot \frac{l}{2r_1} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{ql}{r_1^3}$$

Т.к. $r \gg l$, то $r_1 \approx r$

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{p_e}{r^3}$$

Т.к. $\vec{E} \uparrow\downarrow \vec{l} \Rightarrow E = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{p_e}{r^3}$

Случай произвольной точки:



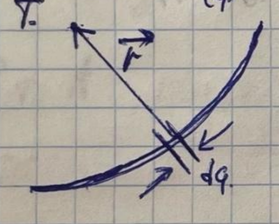
$$E_c = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{\vec{p}_e}{r^3} \cdot \sqrt{3\cos^2\theta + 1}$$

6) Напряженность поля непрерывно распределенного заряда.

$$\vec{E} = \int\limits_{(q)} d\vec{E},$$

где $d\vec{E}$ – напряженность создаваемая зарядом dq. (dq считаем точечным зарядом)

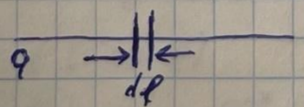
$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int\limits_{(q)} \frac{dq}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r}$$



Чтобы характ-ть непрерывное распр-е вводится понятие о плотности зарядов

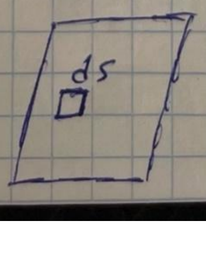
На линии:

$\tau = \dfrac{dq}{dl}$, где dq – заряд участка dl.



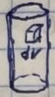
На плоскости:

$\sigma = \dfrac{dq}{dS}$



В объёме:

$$\rho = \frac{dq}{dV}$$



При решении задач разбиваем тела на эл-е единицы пространства (dl, dS, dV) т.о, чтобы можно было считать dq од-м зарядом.

И того:

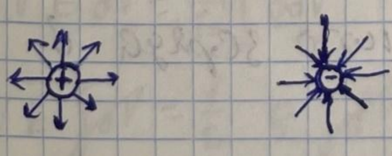
1. $dq = \tau \cdot dl$, 2. $dq = \sigma \cdot dS$, 3. $dq = \rho \cdot dV$

$\vec{E}$ нах-ся с использованием принципа суперпозиции. Интегрируем по всей заряженной обл-ти

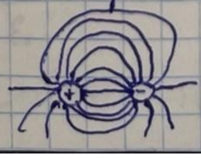
7) Граф-е изображение силовых линий поля. Силовая картина.

Свойства:

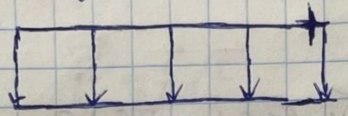
1.



2. Линии напр-ны для двух разн-х зарядов:



3 Для однородного поля расстояние между силовыми линиями один-о.



4. Гуще линии - сильнее поле.

8/9/10 8) Поток вектора напр-ти. Теорема Остроградского-Гаусса.

Элементарным потоком напряженности эл. поля наз-ся:

$$d N=\vec{E}\, d \vec{S}=E d S \cdot \cos (\widehat{\vec{E}, \vec{n}})=E_n d S .$$

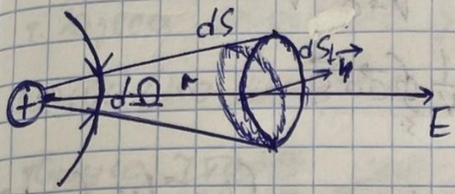
$$d \vec{S}=d S \cdot \vec{n}$$

Эл-й поток dN численно равен кол-ву силовых линий, прон-х площадку dS.

Для эл-го поля точечного заряда в вакууме:

$$\boxed{d N=\frac{1}{4 \pi \varepsilon_0} \cdot q \cdot d \Omega}$$

$$d\Omega = \frac{dS_\perp}{r^2}$$



Поток вектора напр-ти через пов-ть S равен алгебр-й сумме ~~малых~~ потоков через малые участки этой пов-ти.

$$N = \int_S dN = \int_S \vec{E}\cdot d\vec{S} = \int_S E_n \cdot dS$$

Все $\vec{n}$ должны быть напр-ны в одном направлении.

Теорема Гаусса.

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}\cdot \int_V \rho dV \quad \text{или} \quad N = \frac{1}{\varepsilon_0}\cdot \sum_{i=1}^{n} q_i$$

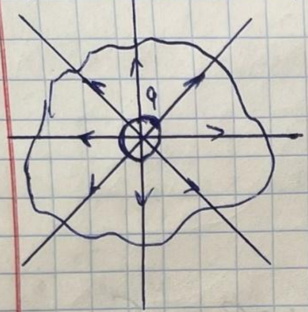
$$\int_V \operatorname{div} \vec{E} \, dV = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV$$

$$\operatorname{div} \vec{E} \cancel{\int dV} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \rho \cancel{\int dV}$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \rho$$

Такую поверхность наз-т Гауссовой.

Док-во т. Гаусса.



$$\operatorname{div}\vec{a} = \lim_{V\to 0}\frac{N_0}{V} =$$

$$= \lim_{V\to 0}\frac{1}{V}\oint_S \vec{a}\,d\vec{s}.$$

если пов-ть мала, то $\int \operatorname{div}\vec{a}\,dV = \oint \vec{a}\,d\vec{s}$

N - кол-во силовых линий.

Через сферу радиусом r:

$\frac{N}{4\pi r^2}$ - густота силовых линий.

Густота силовых линий опр-т напр-ть поля:

$$\frac{N}{4\pi r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r^2}$$

$N = \frac{q}{\varepsilon_0}$ - не зависимо от r.

Поток будет так же равен $\frac{q}{\varepsilon_0}$. (из смысла потока в-ра напр-ти поля точечного заряда)

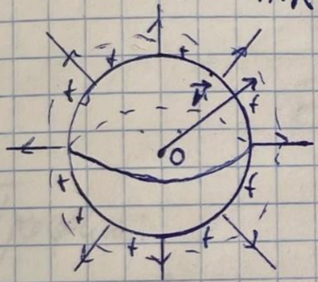
Для системы точечных зарядов (из принципа суперпозиции):

$$\oint \vec{E}\,d\vec{s} = N = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} q_i \quad \text{чтд.}$$

11) Пр-е т. Гаусса к расчёту полей.

т. Гаусса особенно удобна для симмет-х полей (по конф-ии зарядов). Пов-ть выб-ем такую, чтобы она можно выразить поток через искомую напр-ть не проводя сложного интегрирования.

1. Сфера $\sigma = \frac{q}{4\pi R^2}$



~~$\oint_S \vec{E}\,d\vec{S} = \frac{q_{охв}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma \cdot 4\pi R^2}{\varepsilon_0}$ (вне сферы)~~

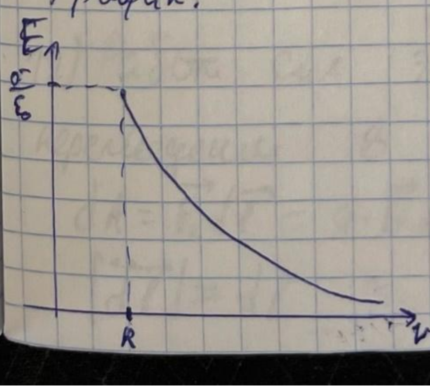
~~$\oint_S \vec{E}\,d\vec{S} = \frac{q_{охв}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma \cdot 4\pi r^2}{\varepsilon_0}$ $(r<R)$~~

$$\oint_S \vec{E}\,d\vec{S} = \frac{0}{\varepsilon_0} \quad (r<R)$$

$$\oint_S \vec{E}\,d\vec{S} = \frac{\sigma \cdot 4\pi r^2}{\varepsilon_0} \quad (r>R);\ E(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r^2}$$

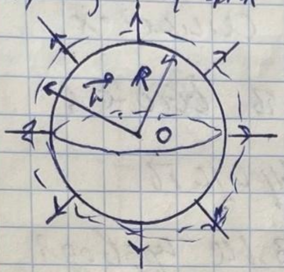
$$E(r)\cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0};\ E(r) = \frac{1}{\varepsilon_0}\cdot\sigma \quad (r=R)$$

График:



2. Объемно зар-й шар:

R, $\rho = \frac{3}{4}\frac{q}{4\pi R^3}$



Внутри: $(r<R)$

$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{q^{охв}}{\varepsilon_0}$

$q^{охв} = \rho \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi r^3$

$E(r) \cdot \cancel{4\pi r^2} = \frac{\rho \cdot \frac{4}{3}\pi r^3}{\varepsilon_0}$

$E(r) = \frac{\rho \cdot r}{3\varepsilon_0}$

$(r = R)$

$E(R) = \frac{\rho \cdot R}{3 \cdot \varepsilon_0}$

Вне шара: $(r > R)$

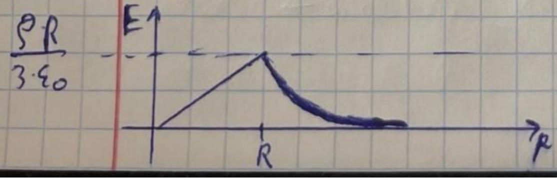
$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{q^{охв}}{\varepsilon_0}$, $q^{охв} = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 =$

$= \frac{3}{4}\frac{q}{4\pi R^3} \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 = q$

$E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}$

$E(r) = \frac{q}{4\pi r^2 \cdot \varepsilon_0}$

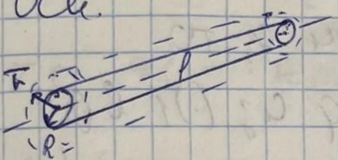
Графики:



3. Круговой цилиндр.

σ, $R \ll l$.

Силовые линии $\perp OO'$, напр-ны радиально оси.



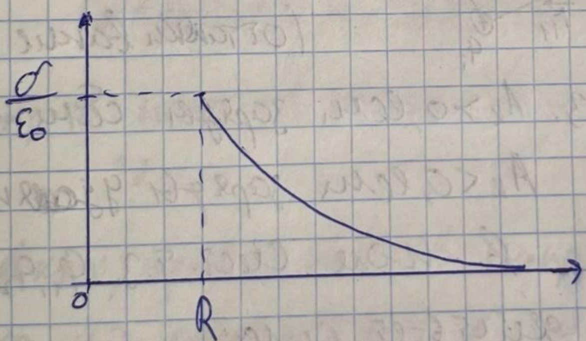
Гауссова пов-ть - тоже круговой цилиндр. $(H > l)(H = l)$

$r \geq R$ $\oint \vec{E} d\vec{S} = E_r 2\pi r \cdot H = \frac{q}{\varepsilon_0}$

$q = \sigma \cdot S = \sigma \cdot 2\pi R H$

$E_r = \frac{\sigma \cdot R}{\varepsilon_0 \cdot r}$ при $r < R$, $E_r = 0$.

График:



12) Работа сил эл-стат-го поля при перемещении в нём заряда.

$dA = \vec{F}_к d\vec{l} = q \cdot \vec{E} d\vec{l} = q \cdot E \cdot dl \cdot \cos(\widehat{\vec{E}, d\vec{l}})$

$|d\vec{l}| = dl$

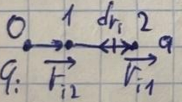
При перемещении из (·)1 в (·)2:

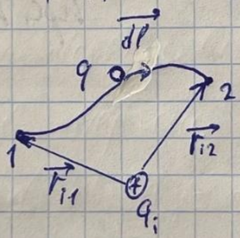
$$A_{12} = q\int_1^2 \vec{E}\,d\vec{l} = q\int_1^2 E\,dl\cdot\cos(\widehat{\vec{E},d\vec{l}})$$

Если поле создано т. зарядом q_i, то работа по перем-ю заряда q из (·)1 в (·)2:

$$A_{12} = \frac{qq_i}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_{i1}}^{r_{i2}} \frac{dr_i}{r_i^2} = \frac{qq_i}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}}\right)$$

где $dl = dr_i$, r_{i1} и r_{i2} - расстояния от (·)1 и (·)2 до q.





Для одноимен-х з. q и q_i $A_к > 0$.
(отталкивание из-за $F_к$)

Для разн-х з. $A_к > 0$, если заряды сближ-ся
$A_к < 0$, если заряды отдаляются.

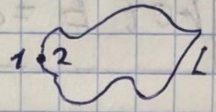
В вакууме в поле сист. т.з. $q_1, q_2, \dots, q_n$ на т.з. q действ-ет сила:

$$\vec{F} = q\cdot\sum_{i=1}^{n}\vec{E}_i = \sum_{i=1}^{n}\frac{qq_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i^2}\frac{\vec{r}_i}{r_i}$$

$$A_{12} = \sum\frac{qq_i}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}}\right)$$

Работа поля по пр-ю т. заряда не зависит от формы пер-я:

$$\oint_L \vec{F} d\vec{l} = 0$$



Т.О. эл-е поле яв-ся потенциальным.

13) Циркуляция вектора E. Теорема о циркуляции (дифф. и интегр-я формы).

$\vec{E}$, контур L, тогда:

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = \oint_L E \cdot dl \cdot \cos(\widehat{\vec{E}, d\vec{l}})$$

(циркуляция $\vec{E}$ вдоль зам-го к. L)

$\vec{E}$ - напр-ть поля в точках эл-та контура длиной dl.

$d\vec{l}$ - вектор, проведенный в напр-ии обхода контура по касательной к нему.

Теорема о циркуляции: $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0$

Согл. т. Стокса:

для $\forall$ вект. поля $\vec{a}$: $\oint_\Gamma \vec{a} d\vec{l} = \int_S [\nabla \vec{a}] d\vec{S} \Rightarrow$

В дифф-ной форме: $\text{rot}\, \vec{E} = 0 \Rightarrow$

=> Вывод:

Электростат-е поле явл. безвихревым.

$$\boxed{\operatorname{rot}\vec{E} = 0} \Rightarrow \oint_L \vec{E}\,d\vec{l} = \int_S \operatorname{rot}\vec{E}\,d\vec{S} = 0$$

$\nabla\vec{E} \equiv \operatorname{div}\vec{E}$ - скаляр

$[\nabla\vec{E}] \equiv \operatorname{rot}\vec{E}$ - вектор.

$$\operatorname{rot}\vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix}$$

15/16/(4) Потенциальная энергия и потенциал эл-стат-го поля.

Работа консервативных сил равна убыли потенциальной энергии.

$$\delta A = -dW_n, \quad A_{12} = -\Delta W_n = W_{n1} - W_{n2}$$

(W_{n1}, W_{n2} - знач-я пот. энергии в (·)1 и (·)2)

Т.О.

$$W_{n1} - W_{n2} = q\sum_{i=1}^{n} \frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}}\right)$$

Значение пот. энергии з.q в поле:

$$W_{n}^{n\text{-е}} = q\sum_{i=1}^{n} \frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i} + C$$

пот.

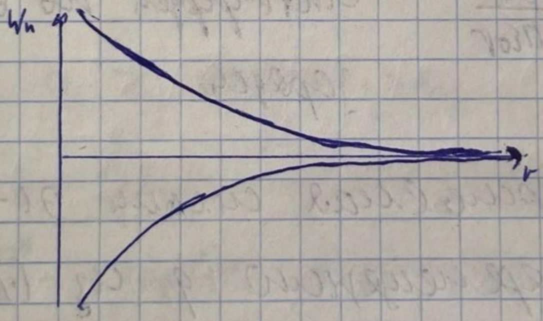
где r_i - расстояние от заряда q_i до точки, где находится q.

Обычно $W_{пк} \to 0$ при $r_i \to \infty$ => $C = 0$.

Тогда $W_п^{ж} = q \sum_{i=1}^{n} \frac{q_i}{r_i \cdot 4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0}$

Для ⊕ и ⊕: $W_п > 0$ и возрастает при сближении зарядов.

Для ⊕ и ⊖: $W_п < 0$ и возрастает до нуля при удалении одного из зарядов на ∞.



Энергетической характ-й электростат-го поля служит потенциал.

$$\varphi = \frac{W^п}{q}$$

q - пробн. точечн. з.

$W^п$ - энергия (пот.) для q в расм. т. поля.

т.о. потенциал т.з. q_i в вакууме:

$$\varphi_i = \frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r_i}$$

При нахождении эл-стат-х полей пот-лы склад-ся:

$$\varphi = \sum_{i=1}^{n} \varphi_i$$

Если заряды распр-ы в простр-ве непрерывно, то при условии $\varphi(\infty)=0$:

$$\varphi = \int_q \frac{dq}{4\pi\varepsilon_0 r}$$ Интегрируем по всем зарядам

Работа, совершаемая силами эл-стат-го поля по перемещению q из (·)1, с потенциалом φ_1 в (·)2, с потенциалом φ_2, равна:

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2) = q \cdot U$$

где U - разность пот-в.

Если $\varphi_2 = 0$, то

$$A_{12} = \varphi_1 \cdot q, \quad \varphi_1 = \frac{A_{12}}{q}$$

Пот-л поле численно равен работе сил электростат.-го поля при перемещении един.-го полож.-го з. из данной точки в ∞, $\varphi(\infty) = 0$.

15

Работа по перем. q в поле с напр-ю $\vec{E}$ вдоль оси X:

$dA = q \cdot E_x \cdot dX$ или $dA = -dW^n = -q d\varphi$

$q E_x dx = -q d\varphi$, $E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$

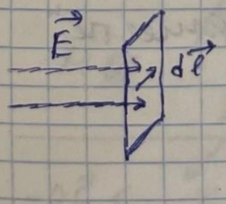
Для y и z аналогично.

$E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}$, $E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}$

Т.О. $\boxed{\vec{E} = -\text{grad}\,\varphi = -\nabla \varphi}$ либо $\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{r}$

16

Геометрическое место точек эл-стат-го поля, в кот-х знач. пот-ла одинаковы, наз эквипотенциальной пов-тью.



$E_l = -\frac{d\varphi}{dl}$

$\frac{d\varphi}{dl} = 0$ и $E_l = 0 \Rightarrow$

=> эквипот-я пов-ть ортогон. силовым линиям.

=> Работа при перемещении по эквипот-й пов-ти = 0.

Электрическое поле в веществе.

Глава 2. Электрическое поле в диэлектриках.

19/18/17) Диэлектрики. Полярные и неполярные диэлектрики.

Вещества, которые не проводят эл. ток наз. диэлектрики. В диэл-ах нет свободных носителей зарядов.

Молекулы эл-ки нейтральны. Тем не менее обладают эл-ми св-ми.

Молекулы диэл-ка можно расм-ть как диполи с моментами $\vec{p} = q \cdot \vec{l}$.

$\vec{l}$ - вектор, проведённый из "центра тяжести" электронов в молекуле в "центр тяжести" пол-х зарядов атомных ядер.

Диэлектрик

Неполярный

$$\left.\begin{array}{l}\vec{p} = 0 \\ \vec{p}_1 = 0 \\ (H_2, N_2, O_2)\end{array}\right\} \vec{E} = 0$$

$\vec{E} \neq 0$:

молекула обретает

$\vec{p}_1 = \varepsilon_0 \cdot \alpha \cdot \vec{E}$,

где α - поляризуемость молекулы (зависит только от объёма молекулы)

Полярный

Электроны рас-ны не симметр. относ-но ядер (в каждой молекуле) (H_2O, HCl) $\Rightarrow \vec{p} \neq 0 \Rightarrow$

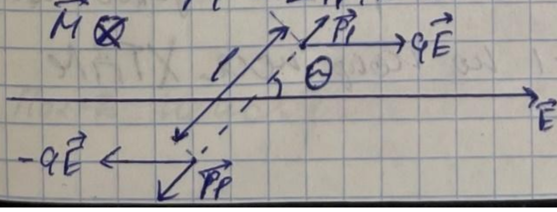
$\Rightarrow$ обладают собст-м постоянным дипольным моментом ($p_1 = const$) (молекула - жёсткий диполь)

18

19

В однородном внешнем эл. поле на жесткий диполь действует пара сил, момент кот-й равен:

$$\vec{M} = [\vec{p}_1, \vec{E}]$$



$$\vec{M}^+ = \left[\frac{\vec{l}}{2}, q\vec{E}\right] = \frac{1}{2}[q\vec{l}, \vec{E}] = \frac{1}{2}[\vec{p}_e, \vec{E}]; \quad \vec{M}^- = \frac{1}{2}[\vec{p}_e, \vec{E}]$$

$$\vec{M} = \vec{M}^+ + \vec{M}^- = [\vec{p}_e, \vec{E}]$$

$W^n = 0$ при $\Theta = \frac{\pi}{2}$ $\vec{p}_1 \perp \vec{E}$

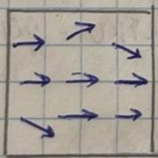
22/21/20) Поляризация диэлектриков

Полярный диэлектрик НЕ в поле:

В результате теплового дв-я молекул векторы дип-х эл-х моментов ориентированы хаотически.

$\Rightarrow \sum_i \vec{p}_{1i} = 0$, $\vec{E} = 0$

Если поместить в поле:



$\sum_i \vec{p}_{1i} \neq 0$, $\vec{E} \neq 0$

В зависимости от строения молекулы различают три типа поляризации:

1) Ориентационная поляризация полярных диэлектриков:

Внешнее поле стремится ориент-ть дипольные моменты полярн. мол-л по напр. поля. ХТДМ препятствует этому.

В итоге возникает преимуществ-я ориентация дипольных мом-в вдоль поля, возраст-я с $\vec{E}\uparrow$ и уменьшением t.

2) Электронная поляризация неполярн. диэл-ка:

Под действ-м внешн. поля возникают индуцирован-е моменты, напр-е вдоль напр. поля. Тепловое хаотическое дв-е мол-л не влияет на этот процесс.

3) Ионная пол-я в тв. диэлект-ах, имеющих ионную крист-ю реш.

Внешнее эл. поле вызывает смещение в пол-х ди-х всех ~~похожих~~ полож-х ионов по полю $\vec{E}$, а отриц. в обратн. 20

Поляризованностью наз. отношение: 21

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{n}\vec{p_i}\text{, } n \text{ – число молекул в } \Delta V$$

Пол-ть неполярного ди-а: $\vec{P} = n_0 \vec{p_1}$, n_0 – концентрация.

Т.К. $\vec{p_1} = \varepsilon_0 \cdot \alpha \cdot \vec{E} \Rightarrow \vec{P} = n_0 \cdot \varepsilon_0 \alpha \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \chi \vec{E}$,

где χ - безразмерная вел-на, наз. относ-ной диэ-й восприим-ю вещества.

Если полярный диэлектрик нах-ся в эл. поле, то:

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^{n} \vec{p_1} = \frac{n}{\Delta V} \langle \vec{p} \rangle = n_0 \langle \vec{p_1} \rangle,$$

где $\langle \vec{p_1} \rangle$ - среднее значение $\vec{p_1}$.

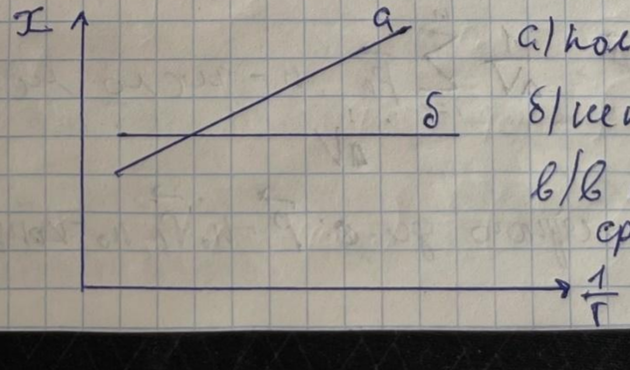
В слабых полях, таких, что: $E \ll \frac{kT}{p_1}$, вект.-р поляризации:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E},$$

где χ вычисл-ся по формуле Дебая-Ланжевена:

$$\chi = \frac{n_0 \cdot p_1^2}{3 \cdot \varepsilon_0 \cdot kT}$$

График зависимости χ от $\frac{1}{T}$:



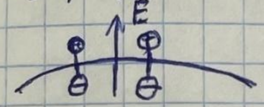
а) полярные

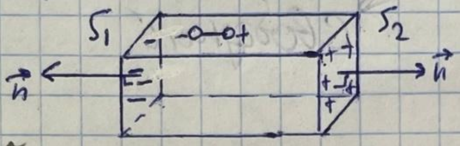
б) неполярные

в) в анизотропных средах χ - тензор

Поверхностные поляризационные заряды.

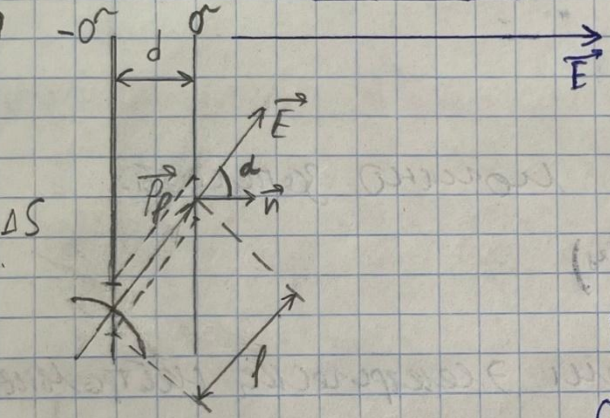
$$\Delta V = l_\Delta S \cdot \cos\alpha$$





$$\sum_{i=1}^{n} p_{ei} = P\Delta V = P l_\Delta S \cdot \cos\alpha$$

?



Этот объём экв-н ди[illegible] с зарядами $+\sigma'\Delta S$ и $-\sigma'\Delta S$

Его момент:

$$\sigma'\Delta S \cdot l = P l_\Delta S \cdot \cos\alpha$$

$$\sigma' = P \cdot \cos\alpha$$

$$\sigma' = P_n, \quad \sigma' = \varepsilon_0 \varkappa \cdot E_n$$

Поверхностная плотность σ_p поляризованных зарядов равна проекции вектора поляризованности на внешн. нормаль к пов-ти диэл-а.

$$P \cdot \cos\alpha = \sigma_p' = P_n$$

В случае двух диэл-в:

$$P_{n2} - P_{n1} = -\sigma'$$

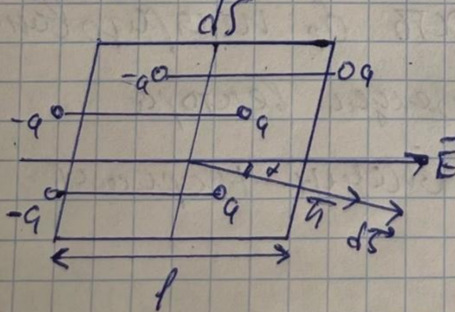
23) Теорема Гаусса для диэлектриков. (Интегр-я и дифф-я формы)

Заряд → связный: входят в состав атома/молекулы; свободный

Т.О. Теорему Гаусса можно записать:

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}\left(q^{своб} + q^{связ}\right)$$

Молекулы - диполи электрически нейтральны, поэтому вклад делают только те диполи, которые перерезаются гауссовой пов-ю.



$dN = n_0 dV$

$dN = n_0 \cdot l \cdot dS \cos\alpha$

$dq_{вн} = q dN = n_0 p dS \cos\alpha =$

$= P dS \cos\alpha = \vec{P} d\vec{S}$

$q_{связ} = -q_{вн} = -\oint dq_{вн} = -\oint \vec{P} d\vec{S}$

Т.О. $\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}(q_{своб} + q_{связ}) = \frac{1}{\varepsilon_0}\left(q^{своб} - \oint_S \vec{P} d\vec{S}\right)$

$$\oint_S (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})\, d\vec{S} = q^{своб}$$ 23

24

$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}$ – электромагнитное смещение.

$P = \varepsilon_0 \chi \cdot \vec{E} \Rightarrow \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E}(1+\chi)$.

Пусть $1 + \chi = \varepsilon$

$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \varepsilon$, где ε – относ. диэл-я проницаемость среды.

24

23

Т. Гаусса:

$\boxed{\oint \vec{D} d\vec{S} = q_{своб} = \int \rho^{св} dV}$ – интегральная форма.

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \nabla \vec{D}\, dV = \int \rho^{св} dV$$

$\boxed{\nabla \vec{D} = \rho^{св}}$ $\boxed{div \vec{D} = \rho^{св}}$ – дифф-я форма.