Лекция по теме : “Электростатика”

3 ЭЛЕКТРОСТАТИКА

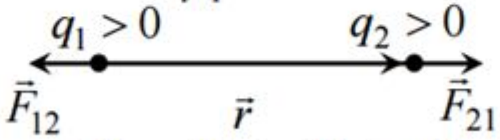
3.1 Школьные знания

1 *Электрический заряд* – материальный источник электромагнитного поля

2 *Элементарный электрический заряд* – $|e| = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл

3 *Закон сохранения заряда*: $\sum\limits_{i=1}^{N} q_i = const$ (для изолированной системы)

4 *Закон Кулона*:



$$\vec{F}_{21} = k\frac{q_1 q_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \tag{3.1}$$

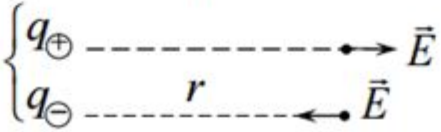
$$\vec{F}_{21} = -\vec{F}_{12} \quad |F_{12}| = |F_{21}| = F; \quad F = k\frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2}$$

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{Кл}^{-2}; \ \varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \text{Кл}^2/(\text{Н} \cdot м^2) = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$$

5 *Принцип суперпозиции:* $$\vec{F} = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i .\qquad (3.2)$$

6 *Напряженность электрического поля:* $$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}; \quad [E] = \frac{\text{В}}{\text{м}} \quad \left(1\,\frac{\text{В}}{\text{м}} = 1\,\frac{\text{Н}}{\text{Кл}}\right). \qquad (3.3)$$

Поле точечного заряда: $E = k\dfrac{q}{r^2}$



Принцип суперпозиции электрических полей: $$\vec{E} = \sum_{i=1}^{N} \vec{E}_i . \qquad (3.4)$$

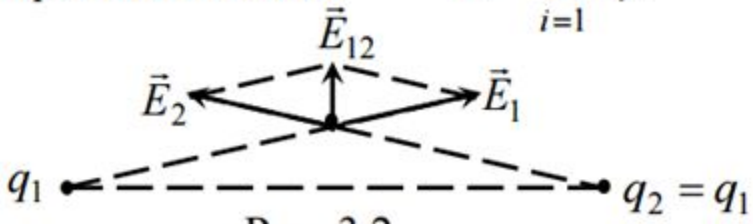
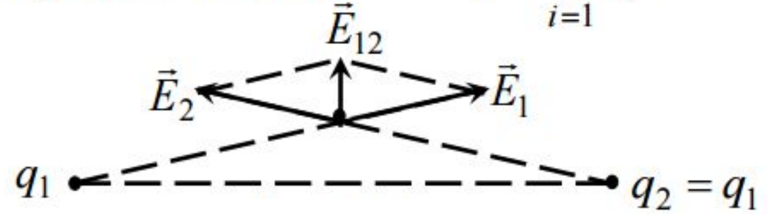


Рис. 3.2

Принцип суперпозиции электрических полей: $\vec{E} = \sum\limits_{i=1}^{N} \vec{E}_i$.



Электрические силовые линии

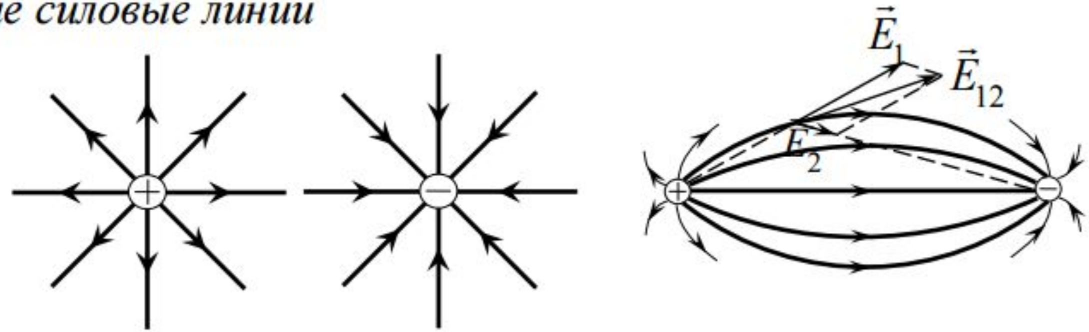
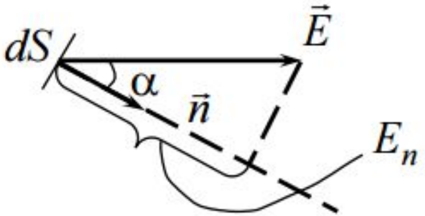
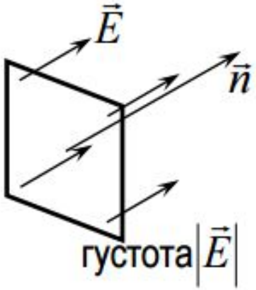


Рис. 3.3

$d\Phi_E = E_n dS = \vec{E} \cdot d\vec{S}$ –
поток вектора $\vec{E}$
сквозь площадку dS

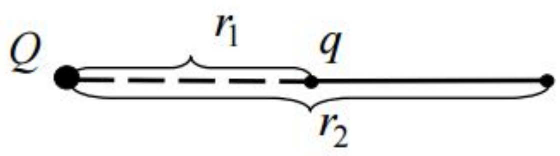




Потенциал: $\varphi = \dfrac{W_п}{q_0}$, $[\varphi] = \dfrac{Дж}{Кл} = В$. [5]

Потенциал поля на расстоянии r от точечного заряда Q: $\varphi = k\dfrac{Q}{r} = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}\dfrac{Q}{r}$. [6]

Работа по переносу заряда в электрическом поле (вывод формулы):



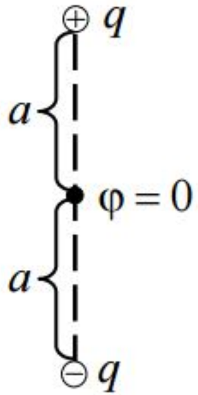
$$A = \int_1^2 \vec{F}d\vec{r} = \int_1^2 F \cdot dr\cos\alpha = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{r^2}dr =$$

$$= \frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0}\left(-\frac{1}{r}\right)\Bigg|_{r_1}^{r_2} = \frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right); \qquad A = W_{п_1} - W_{п_2}.$$

Если $r_2 \to \infty$, то $W_{п_2} = 0$. Поэтому $W_{п_1} = \dfrac{qQ}{4\pi\varepsilon_0}\dfrac{1}{r}$ или $W_п = \dfrac{qQ}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\dfrac{1}{r}$, тогда $\varphi = \dfrac{W_п}{q} = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}\dfrac{Q}{r}$.

В результате $A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = qU$. [7]

$\varphi = \sum_{i=1}^{N} \varphi_i$ – *потенциал электрического поля, создаваемого системой зарядов, равен алгебраической сумме потенциалов полей, которые создаются каждым зарядом в отдельности.*



Циркуляция вектора $\vec{E}$

Если заряд q после перемещения его по замкнутому контуру l в поле заряда Q попадает в исходную точку $(r_1 = r_2)$, то $A = W_{п_1} - W_{п_2} = 0$ или $A = \oint \vec{F} d\vec{l} = q \oint \vec{E} d\vec{l} = 0$.

$$\text{В итоге } \boxed{\oint \vec{E} d\vec{l} = 0}. \qquad (8)$$

В электростатическом поле циркуляция вектора $\vec{E}$ равна нулю,
то есть это поле потенциально.

Линии напряженности электростатического поля не могут быть замкнутыми.

Связь напряженности и потенциала электрического поля. Эквипотенциальные поверхности

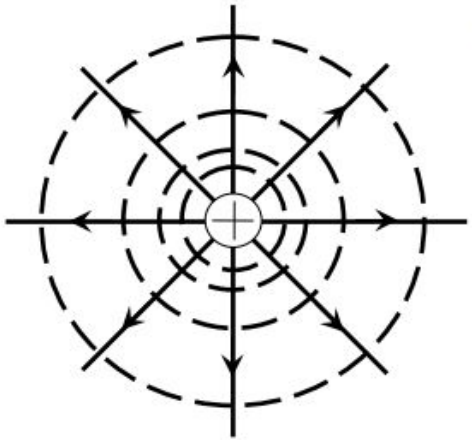
Элементарная работа, совершаемая силами электрического поля по переносу точечного заряда q на расстояние dl вдоль силовой линии, равна убыли потенциальной энергии

$$\delta A = -dW_{\text{п}} \text{ или } qEdl = -qd\varphi\text{, то есть } E = -\frac{d\varphi}{dl}. \qquad (9)$$

Если вектор перемещения $d\vec{l}$ разложить по осям прямоугольной декартовой системы координат X, Y, Z, получим:

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}\right) = -grad\varphi = -\nabla\varphi. \qquad (10)$$

Потенциал электрического поля принято изображать графически с помощью эквипотенциальных поверхностей (линий), потенциалы во всех точках которых одинаковы.

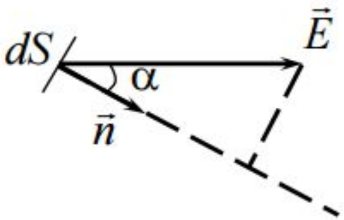


– эквипотенциальные поверхности и силовые линии всегда взаимно перпендикулярны;

– принято разность потенциалов между любыми двумя соседними эквипотенциальными поверхностями делать одинаковыми;

– эквипотенциальные линии всегда замкнуты.

Теорема Гаусса для электростатического поля в вакууме



Поток вектора $\vec{E}$ через элемент поверхности $d\vec{S}$:

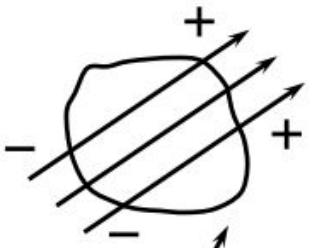
$$d\Phi_E = E_n dS = \vec{E} d\vec{S}, \quad \text{где} \quad d\vec{S} = dS \cdot \vec{n}$$

Поток вектора $\vec{E}$ через всю поверхность S:

$$\Phi_E = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E_n dS. \qquad [11]$$

(**Школа:** для силовых линий *магнитного* поля $\Phi = BS\cos\alpha$)

Φ – число силовых линий, пронизывающих данную поверхность перпендикулярно ей.

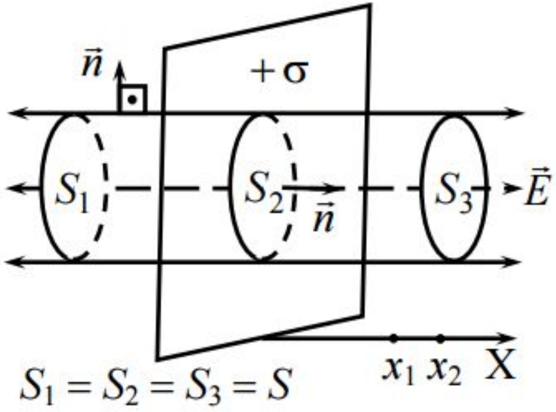


Для замкнутой поверхности:
если поток идёт наружу, он положителен: +Ф
если поток идёт внутрь, он отрицателен: –Ф

Чтобы полный поток через замкнутую поверхность не равнялся нулю, надо иметь внутри поверхности источник силовых линий (или несколько источников).

Примеры:

1 Поле равномерно заряженной бесконечной плоскости:



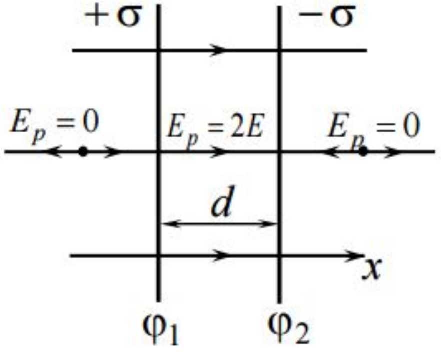
$$\Phi_E = \oint_S \vec{E}d\vec{S} = \int_{S_1} EdS\cos 0° + \int_{S_3} EdS\cos 0° + \int_{S_{бок}} EdS\cos 90° = 2ES$$

$$\Phi_E = 2ES = \frac{\sigma S}{\varepsilon_0}.$$

Напряжённость поля: $E = \dfrac{\sigma}{2\varepsilon_0}$. (13)

Так как $E_x = -\dfrac{\partial\varphi}{\partial x}$, то для *разности потенциалов* в точках поля с координатами x_1 и x_2 можно записать:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{x_1}^{x_2} Edx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}(x_2 - x_1).$$

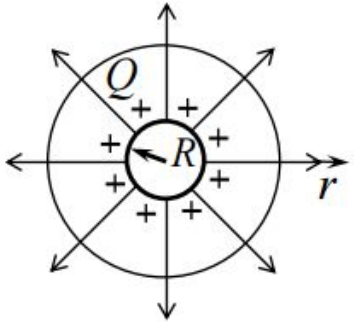


Поле двух параллельных равномерно заряженных плоскостей:

$$E_p = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$ (14)

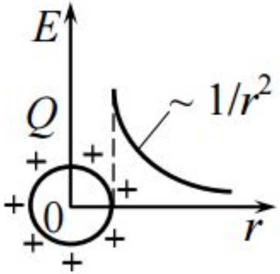
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^d Edx = \int_0^d \frac{\sigma}{\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \cdot d$$

Поле равномерно заряженной сферы радиусом R



$$\Phi_E = \oint_S E dS \cos 0° =$$

$$= E \oint_S dS = 4\pi r^2 E = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

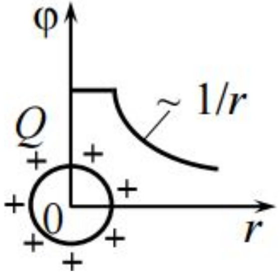


$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r^2}, \text{ при } r \geq R; \qquad (15)$$

$$E = 0 \text{ при } r < R$$

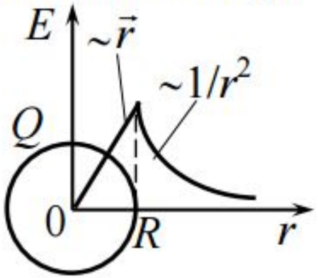
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E \cdot dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r^2} dr = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

при $r_2 > r_1 \geq R$.



Если $r_2 = \infty, r_1 = r$, то $\varphi = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0} \dfrac{Q}{r}$.

Поле объемно заряженного шара



а) $r \geq R$ $\qquad E = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0} \dfrac{Q}{r^2}.$

б) $r < R$ $\qquad 4\pi r^2 E = \dfrac{Q \cdot \frac{4}{3}\pi r^3}{\varepsilon_0 \cdot \frac{4}{3}\pi R^3},$

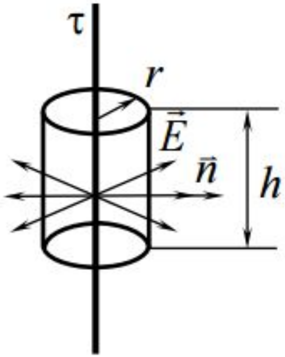
$$E = \frac{Q \cdot r}{4\pi\varepsilon_0 R^3};$$

в) $R > r_2 > r_1$ $\qquad \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E \cdot dr =$

$$= \frac{Q}{8\pi\varepsilon_0 R^3}\left(r_2^2 - r_1^2\right)$$

Поле равномерно заряженной бесконечно длинной тонкой прямой нити

Расчёт по теореме Гаусса



$$\Phi_E = \int\limits_{S_{бок}} E dS = 2\pi r h E = \frac{\tau h}{\varepsilon_0}$$

следовательно,

$$\boxed{E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r}}. \qquad (16)$$

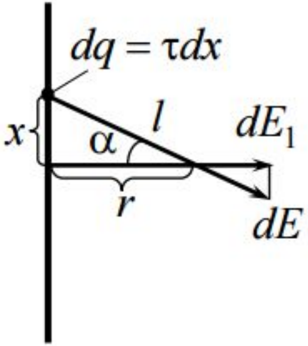
$$\varphi_1 - \varphi_2 =$$

$$= \int\limits_{r_1}^{r_2} \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r} dr =$$

$$= \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0}(\ln r_2 - \ln r_1) =$$

$$= \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0} \ln\frac{r_2}{r_1}$$

Расчёт с использованием принципа суперпозиции



$$E = \int dE_1 = \int dE\cos\alpha =$$

$$= \int k\frac{dq}{l^2}\cos\alpha.$$

Согласно рис. 3.13

$$x = r\cdot tg\alpha \Rightarrow dx = \frac{r d\alpha}{\cos^2\alpha},$$

$$dq = \tau dx$$

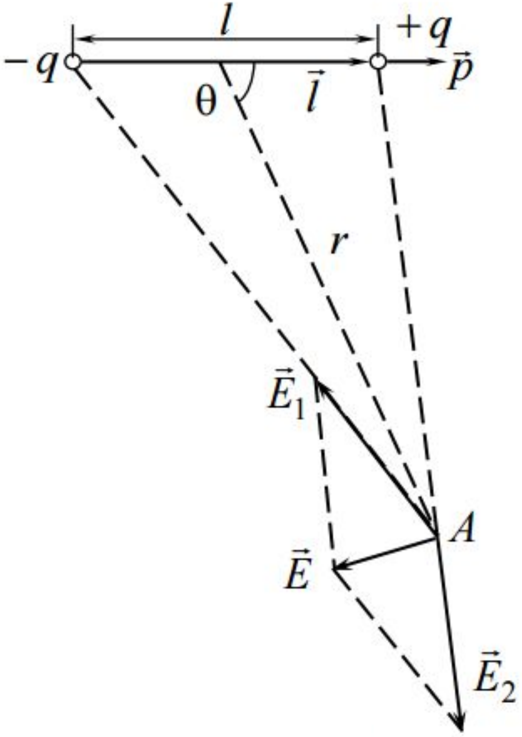
$$l = \frac{r}{\cos\alpha}.$$

$$E = \int k \underbrace{\frac{\tau\cdot r d\alpha}{\cos^2\alpha}}_{dq} \cdot \underbrace{\frac{\cos^2\alpha}{r^2}}_{1/l^2} \cos\alpha =$$

$$= k\frac{\tau}{r}\int\limits_{-\pi/2}^{+\pi/2}\cos\alpha d\alpha = k\frac{\tau}{r}\sin\alpha\Big|_{-\pi/2}^{+\pi/2} =$$

$$= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\tau}{r}\cdot 2 \;\Rightarrow\; \boxed{E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r}}$$

Поле диполя. Диполь в электрическом поле



Электрический диполь – совокупность двух одинаковых по абсолютной величине разноименных точечных зарядов $+q$ и $-q$, расстояние l между которыми значительно меньше расстояния r до рассматриваемых точек поля.

Вектор $\vec{l}$, направленный от $-q$ к $+q$ называется *плечом диполя*.

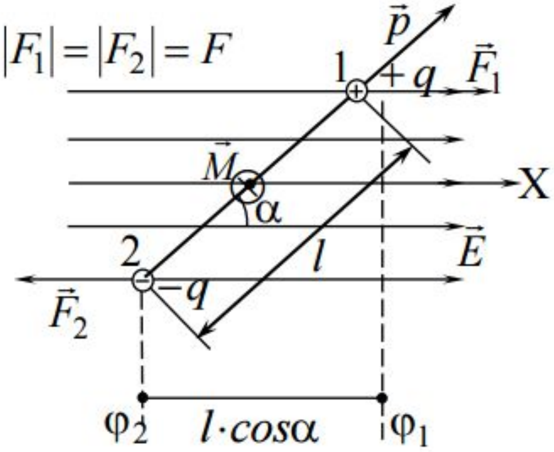
$\vec{p} = |q|\vec{l}$ – электрический момент диполя или *дипольный момент*.

При $r >> l$ расчетная формула для E:

$$\boxed{E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{p}{r^3}\sqrt{1+3\cos^2\theta}}$$

!!! Напряженность электрического поля диполя убывает пропорционально r^3, то есть значительно быстрее, чем в случае поля одного точечного заряда.

Диполь в однородном электрическом поле



$$M = 2F \cdot \frac{l}{2} sin\alpha = qEl \cdot sin\alpha = pF \cdot sin\alpha$$

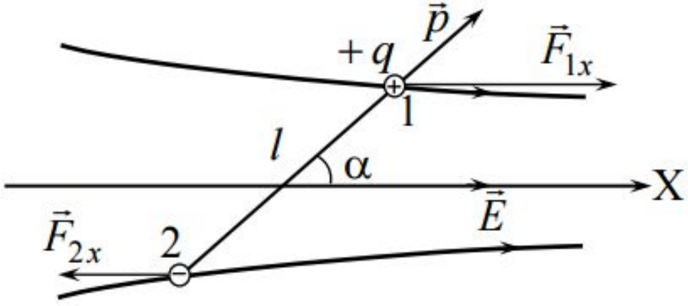
$$\vec{M} = [\vec{p}, \vec{E}] \qquad (18)$$

$$W_п = q(\varphi_1 - \varphi_2), \text{ так как } E_x = E = -\frac{\partial\varphi}{\partial x},$$

$$\text{то } W_П = -qElcos\alpha = -\vec{p}, \vec{E}$$

$$\alpha = 90°, \; W_П = 0 \; \Big| \; \alpha = 0°, \; W_{П_{min}} = -pE.$$

Диполь в неоднородном электрическом поле



$$\Delta E_x = \frac{\partial E}{\partial x}\Delta x = \frac{\partial E}{\partial x} l \cos\alpha$$

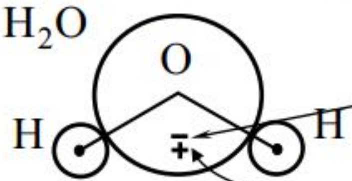
$$F_x = F_{1x} - F_{2x} = qE_{1x} - qE_{2x} = q\Delta E_x =$$

$$= q\frac{\partial E}{\partial x} lcos\alpha = p\frac{\partial E}{\partial x} cos\alpha.$$

$$\boxed{F_x = p\frac{\partial E}{\partial x} cos\alpha} \qquad (19)$$

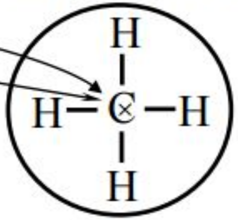
Диэлектрик в электрическом поле. Поляризация

Полярные молекулы



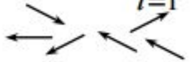
$$\vec{r}^{\,-}=\frac{\sum_{i=1}^{N} q_i^- \vec{r}_i^{\,-}}{\sum_{i=1}^{N} q_i^-} \qquad \vec{r}^{\,+}=\frac{\sum_{i=1}^{N} q_i^+ \vec{r}_i^{\,+}}{\sum_{i=1}^{N} q_i^+}$$

Неполярные молекулы

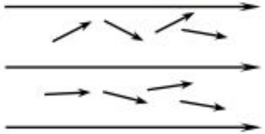


__Ориентационная__

При $\vec{E}=0$ $\quad \sum_{i=1}^{N}\vec{p}_i=0$



При $\vec{E}\neq 0$ $\quad \sum_{i=1}^{N}\vec{p}_i\neq 0$



Поляризационная __ионная__

$$\vec{P}=\frac{\sum_{i=1}^{N}\vec{p}_i}{\Delta V}$$

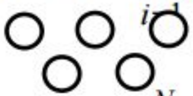
$$\vec{P}=æ\varepsilon_0\vec{E},$$

где P – поляризованность вещества;

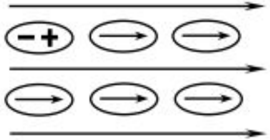
$æ$ –диэлектрическая восприимчивость вещества

Поляризационная __электронная__

При $\vec{E}=0$ $\quad \sum_{i=1}^{N}\vec{p}_i=0$



При $\vec{E}\neq 0$ $\quad \sum_{i=1}^{N}\vec{p}_i\neq 0$



Примечание: В формуле $\vec{P} = \dfrac{\sum_{i=1}^{N} \vec{p}_i}{\Delta V}$ [20] объем ΔV должен быть достаточно мал с тем, чтобы в его пределах электрическое поле было однородным.

Для неполярных атомов (молекул) $\vec{p}_i = \beta \varepsilon_0 \vec{E}$ [21]

(β – поляризуемость атома, молекулы). Формула используется только для неполярных веществ: в полярных веществах полируземостью атомов пренебрегают.

$$[\varepsilon_0] = \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \qquad \beta = \frac{p}{\varepsilon_0 E};\ [\beta] = \frac{\text{Кл} \cdot \text{м} \cdot \text{Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{Кл}}{\text{Кл}^2 \cdot \text{Н}} = \text{м}^3.$$

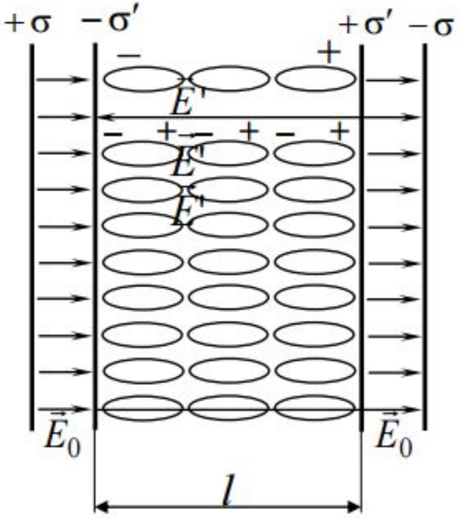
Для неполярных молекул: $\vec{P} = n\vec{p}_i = n\beta\varepsilon_0\vec{E}$, или $\vec{P} = æ\varepsilon_0\vec{E}$,

где $æ$ – безразмерная величина.

Формула $\vec{P} = æ\varepsilon_0\vec{E}$ справедлива и в случае полярных молекул при слабых электрических полях и постоянной температуре.

В твердых диэлектриках, в основном, – электронная и ионная поляризация.

Вектор электрического смещения.
Теорема Гаусса для электростатического поля в диэлектрике



$$E = E_0 - E' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0};\quad P = \frac{\sigma' s l}{V} = æ\varepsilon_0 E \quad \text{и} \quad \sigma' = æ\varepsilon_0 E$$

Связанные заряды

$$E = E_0 - æE; \quad \rightarrow \quad E = E_0/(1 + æ)$$

$$\text{Тогда } E = \frac{E_0}{\varepsilon}, \text{ где } \quad \varepsilon = 1 + æ. \tag{22}$$

ε – диэлектрическая проницаемость среды.

Удобно ввести вектор электрического смещения: $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$, который учитывает поляризуемость среды;

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + æ) \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}.$$

В таком варианте удобно записать и теорему Гаусса в диэлектрике:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^{N} q_i \tag{23}$$

– поток вектора электрического смещения через произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме свободных зарядов, охватываемых этой поверхностью.

Электреты. Сегнетоэлектрики. Пьезоэлектрический эффект

Кристаллические диэлектрики

Электронная поляризация	Ориентационная поляризация отсутствует	Ионная поляризация

– <u>*Электреты*</u> (Ёгучи – 1922 г.): в некоторых диэлектриках поляризация сохраняется длительное время после прекращения действия внешнего электрического поля.

$\uparrow T$, $\Rightarrow$ расплав в сильном электрическом поле, $\Rightarrow T\downarrow$

– <u>*Сегнетоэлектрики*</u> (сегнетовая соль $KNaC_4H_4O_6{\cdot}4H_2O$ – 1920 г.)

– <u>*Пьезоэлектрики:*</u> при сжатии и растяжении ряда кристаллов на их гранях появляются электрические заряды, подобные поляризационным (пьезоэлектрический эффект открыт Ж. и П. Кюри – 1880 г.)

Электростатика проводников. Металлы в электрическом поле

Напряженность и потенциал электрического поля уединенного проводника

Незаряженный уединенный проводник:

а) содержит свободные электроны и положительные ионы кристаллической решетки, в целом электронейтрален;

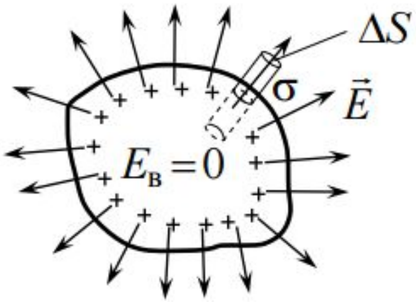
б) в нём отсутствует направленное передвижение электрических зарядов, то есть внутри него $E = 0$.

Заряженный уединенный проводник:

а) сообщенный заряд из-за сил взаимного отталкивания располагается на поверхности проводника, скапливаясь на выступах и рассредоточиваясь на впадинах;

б) $E_{\text{внутри}} = 0$, поэтому весь заряд *на проводнике, содержащем полости*, располагается на его поверхности так же, *как и на сплошном* проводнике. в) силовые линии электрического поля перпендикулярны поверхности заряженного проводника (нет касательной составляющей $\vec{E}_\tau = 0$ вдоль поверхности). Объем и поверхность уединенного проводника эквипотенциальны (для всех точек проводника $\varphi = const$).

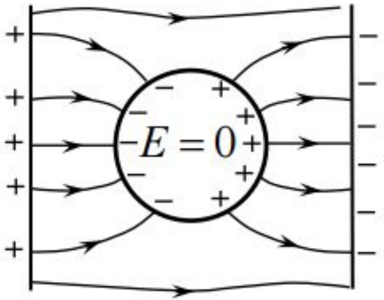
г) Используя факт перпендикулярности силовых линий любому участку площадью ΔS поверхности проводника, можно рассчитать напряжённость электрического поля вблизи этого участка. Согласно теореме Гаусса:



$$E\Delta S = \frac{\sigma \Delta S}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad \text{то есть} \quad E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}.$$

$D = \varepsilon\varepsilon_0 E = \sigma$ – поверхностная плотность зарядов.

Проводник во внешнем электрическом поле



Электростатическая индукция – явление перераспределения поверхностных зарядов на проводнике во внешнем электростатическом поле.

Электроемкость и энергия уединенного проводника

$q = C\varphi$ – заряд на поверхности уединенного проводника прямо пропорционален его потенциалу.

$$C = \frac{q}{\varphi}, \tag{3.24}$$

C – электроемкость уединенного проводника } определяется его размером, формой, а также свойствами материала окружающего диэлектрика

Пример: электроемкость уединенного шара радиуса R с зарядом q:

В электрическом поле заряженного шара $d\varphi = -Edr = -\dfrac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2}dr$, поэтому

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} Edr = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right), \text{ где } r_2 > r_1 \geq R.$$

Если $r_1 = R$, $r_2 = \infty$, то потенциал заряженного шара (или сферы) $\varphi = \dfrac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R}$.

В результате: $\boxed{C_{\text{ш}} = \dfrac{q}{\varphi} = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R}$. $[C] = \dfrac{\text{Кл}}{\text{В}} = \text{Ф}$; $[\varepsilon_0] = \dfrac{\text{Ф}}{\text{м}}$.

Определим энергию заряженного проводника, для этого вспомним, что потенциальная энергия взаимодействия двух точечных зарядов равна

$$W_{\Pi 2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}.$$

Преобразуем это выражение: $W_{\Pi 2} = \frac{1}{2}\left(\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r} + \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}\right) = \frac{q_1\varphi_1}{2} + \frac{q_2\varphi_2}{2}$.

По аналогии $W_{\Pi N} = \sum_{i=1}^{N}\frac{q_i\varphi_i}{2}$, где $W_{\Pi N}$ — потенциальная энергия системы из N точечных зарядов $q_1, q_2, \ldots q_N$.

Разбив поверхность проводника на точечные сегменты с q_i $(\varphi = const)$, получим

$$W_{\Pi} = \sum_{i=1}^{N}\frac{q_i\varphi_i}{2} = \frac{\varphi}{2}\sum_{i=1}^{N} q_i = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C\varphi^2}{2}. \qquad (3.25)$$

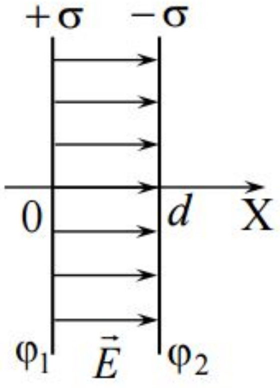
Конденсаторы

Электрическим конденсатором называется система, состоящая из двух близко расположенных проводников, имеющих такую форму, чтобы в заряженном состоянии создаваемое ими электрическое поле было почти полностью сосредоточено в ограниченной области пространства.

$$\boxed{C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U}} \quad (3.26)$$

$$\boxed{W = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2}} \quad (3.27)$$

Плоский конденсатор



$$E = -\frac{d\varphi}{dx}$$

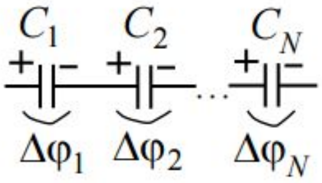
$$d\varphi = -Edx$$

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = -\int_0^d Edx; \rightarrow E = \frac{U}{d}$$

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} d = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0 S} d$$

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}. \quad (3.28)$$

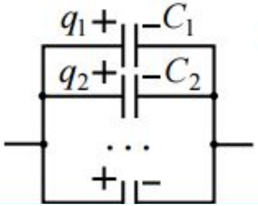
Последовательное соединение



$$q = const$$

$$\boxed{\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i}} \quad (3.29)$$

Параллельное соединение



$$U_1 = U_2 = \ldots = U_N = U = const$$

$$\boxed{C = \sum_{i=1}^{N} C_i} \quad (3.30)$$

Энергия электростатического поля

На примере плоского конденсатора

$$W = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}U^2 =$$

$$= \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0\left(\frac{U}{d}\right)^2 S \cdot d = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2 \cdot V \text{ (для однородного поля).}$$

Тогда **w** $= \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}$, (3.31)

Здесь **w** – объемная плотность энергии электрического поля в изотропном диэлектрике.

В общем случае: полная энергия электрического поля

$$W = \frac{\varepsilon_0}{2}\int_V \varepsilon E^2 dV.$$