3. Электромагнетизм

3.6 Проводники. Полупроводники. Диэлектрики.

3.7 Электрическое поле в проводнике

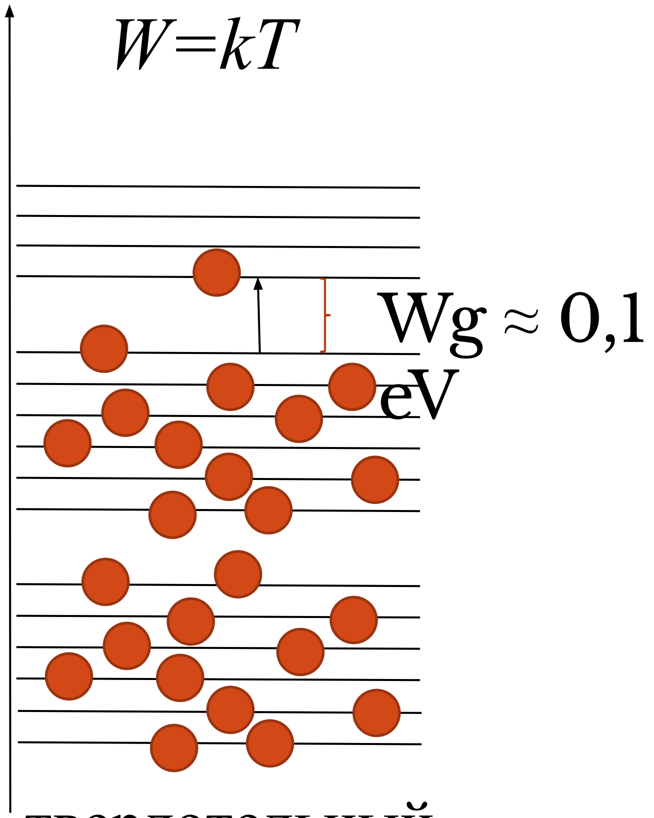
3.8 Электрическое поле в диэлектрике

3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

3.10 Электрическая емкость проводников

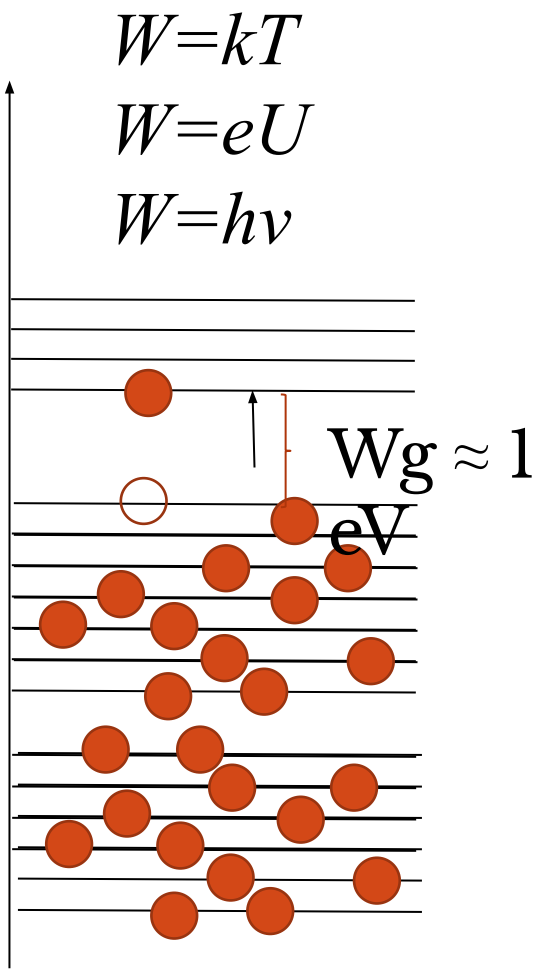
3.11 Энергия электрического поля

3.6 Проводники. Полупроводники. Диэлектрики.



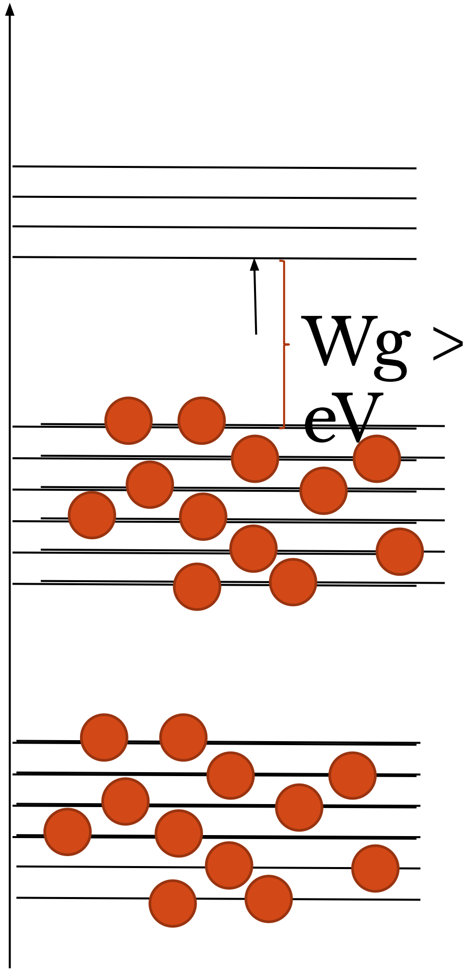
твердотельный проводник

$10^4 \leq \sigma \leq 10^6$ (Ом$^{-1}$см$^{-1}$)



полупроводник

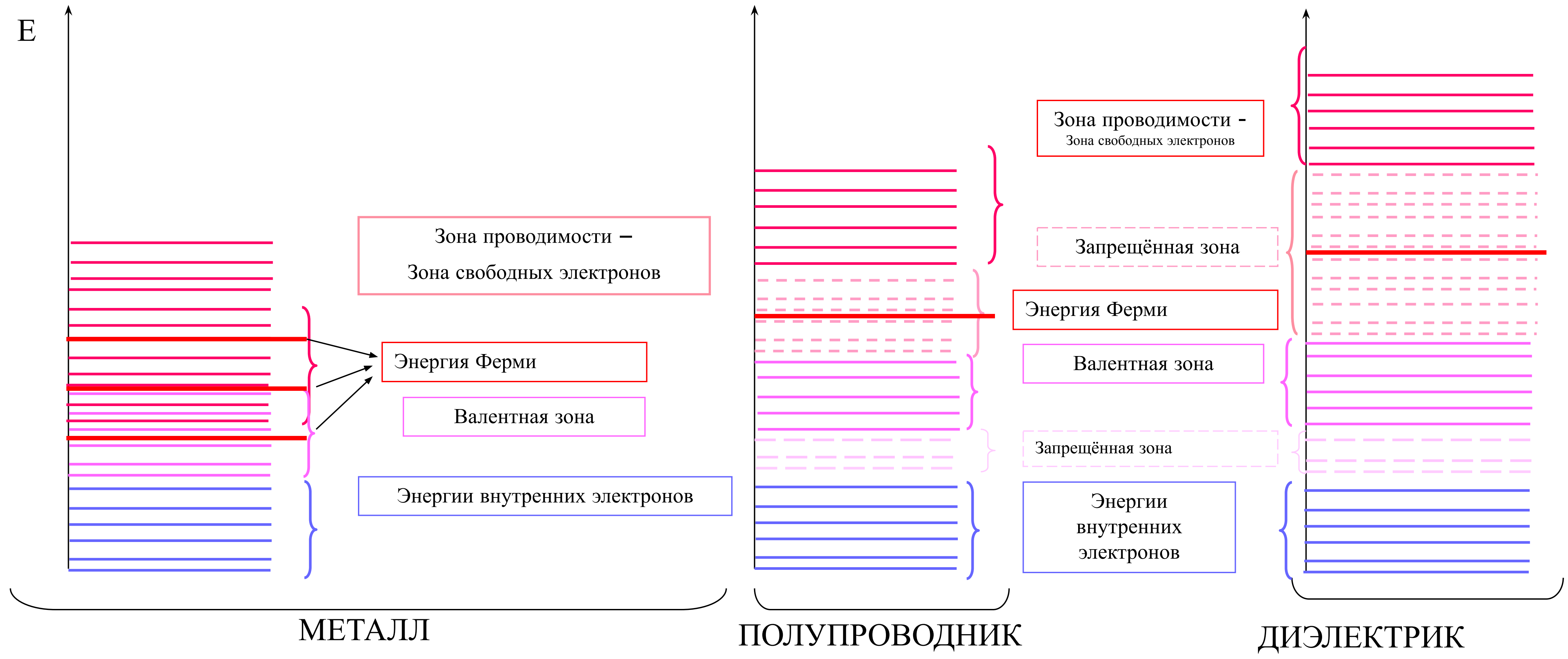
$10^3 \leq \sigma \leq 10^{-9}$ (Ом$^{-1}$см$^{-1}$)



диэлектрик

$\sigma \leq 10^{-12}$ (Ом-1см-1)

%D0%B8%D0%B5



E
Зона проводимости –
Зона свободных электронов
Энергия Ферми
Валентная зона
Энергии внутренних электронов
МЕТАЛЛ
Зона проводимости -
Зона свободных электронов
Запрещённая зона
Энергия Ферми
Валентная зона
Запрещённая зона
Энергии внутренних электронов
ПОЛУПРОВОДНИК
ДИЭЛЕКТРИК

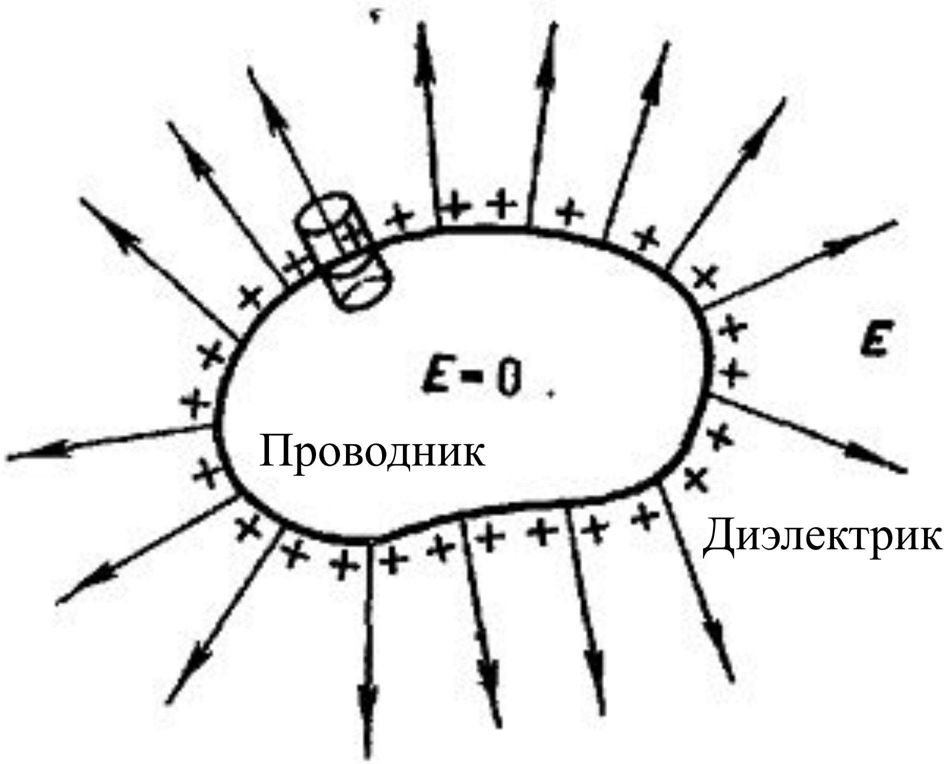
3.7 Электрическое поле в проводнике

$e\Delta\phi = E\Delta r$

$$E_{пров} = 0.$$

$$\varphi_{пров} = const.$$

Зарядим проводящее тело



На поверхности диэлектрика, окружающего проводник выделим элементарный цилиндр. Определим характеристики электростатического поля в диэлектрике на границе с проводником:

$D = iDn + jDt = i$

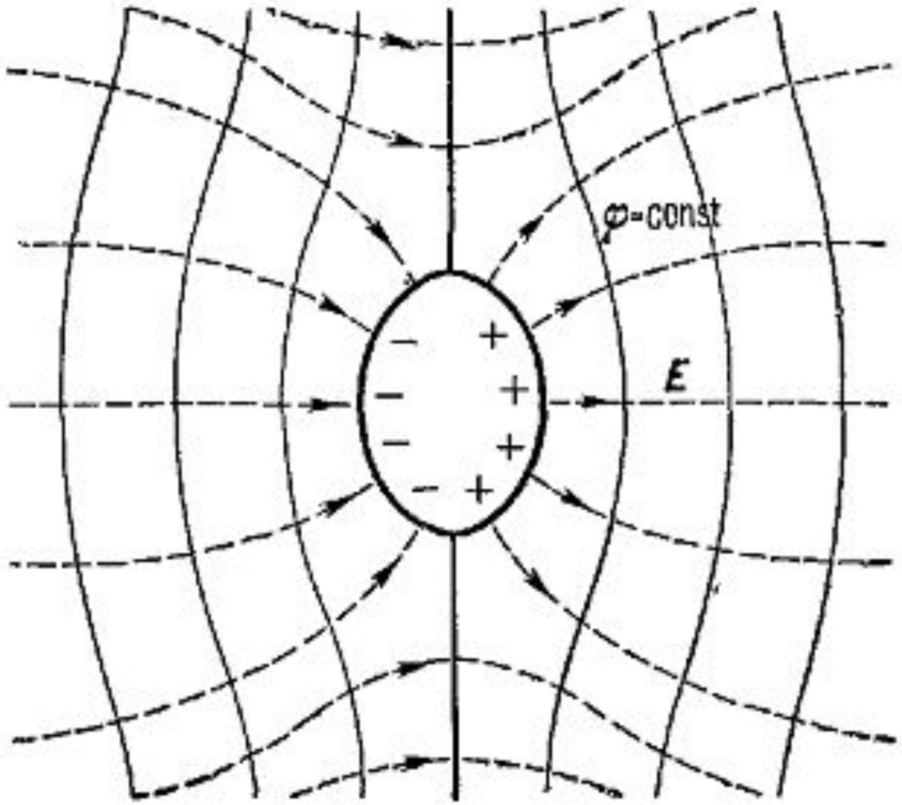
и Dn

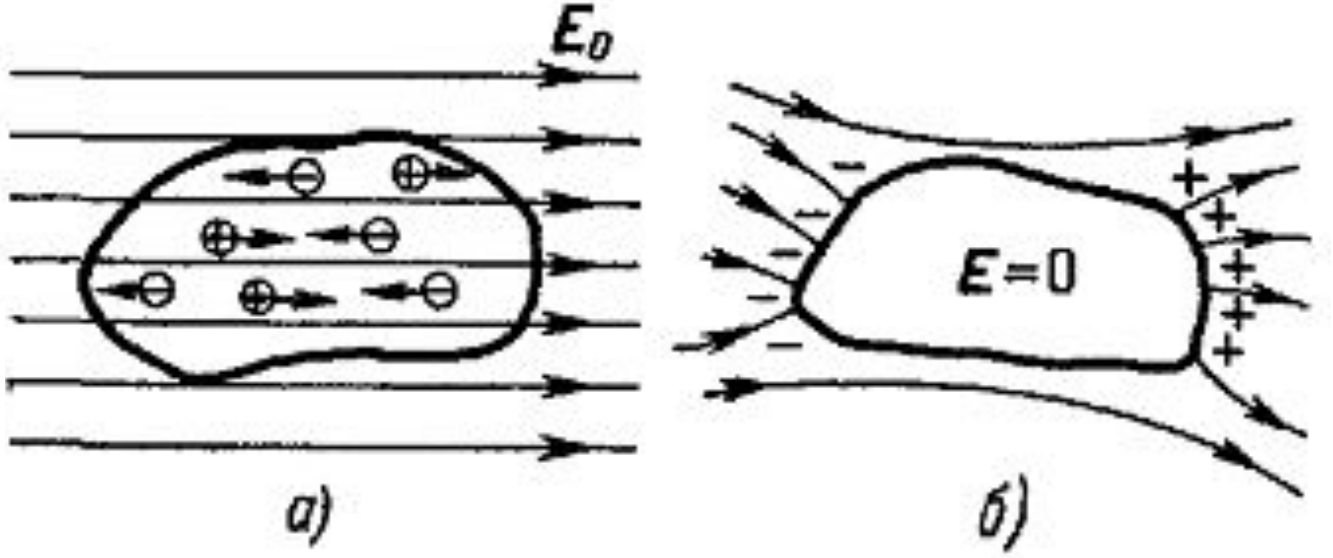
$$\left.\begin{aligned} D = D_n = k_0 4\pi\sigma \\ E = E_n = k_0 \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}, \end{aligned}\right\}$$

где σ — поверхностная плотность заряда на проводнике.

3.7 Электрическое поле в проводнике

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{доп}$$

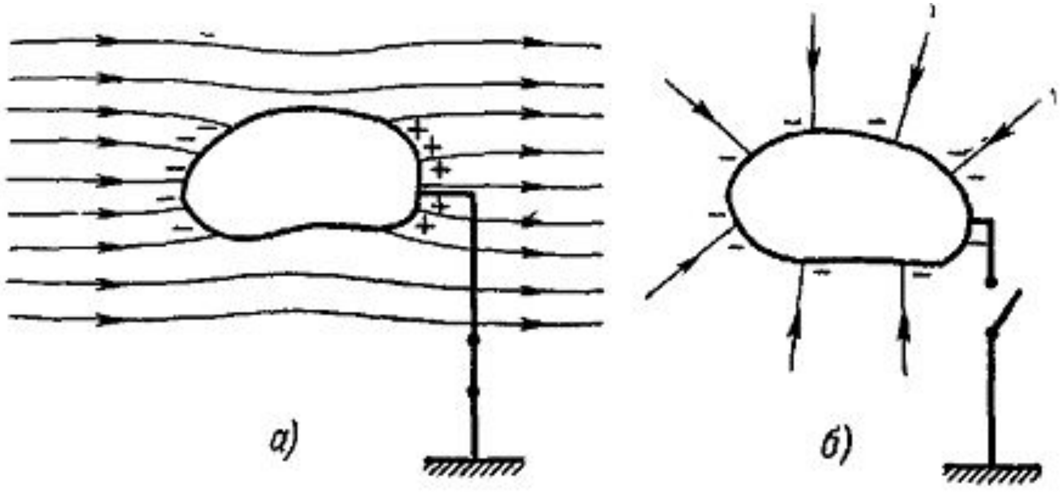




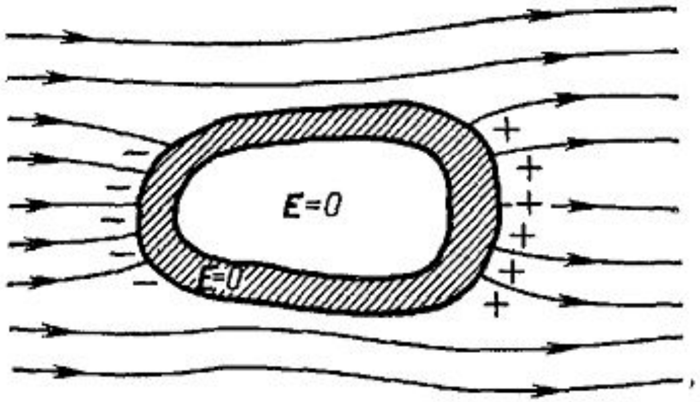
Следует помнить, что в электростатике поверхность любого проводника, а следовательно, и системы соединенных проводников образует одну эквипотенциальную поверхность

3.7 Электрическое поле в проводнике

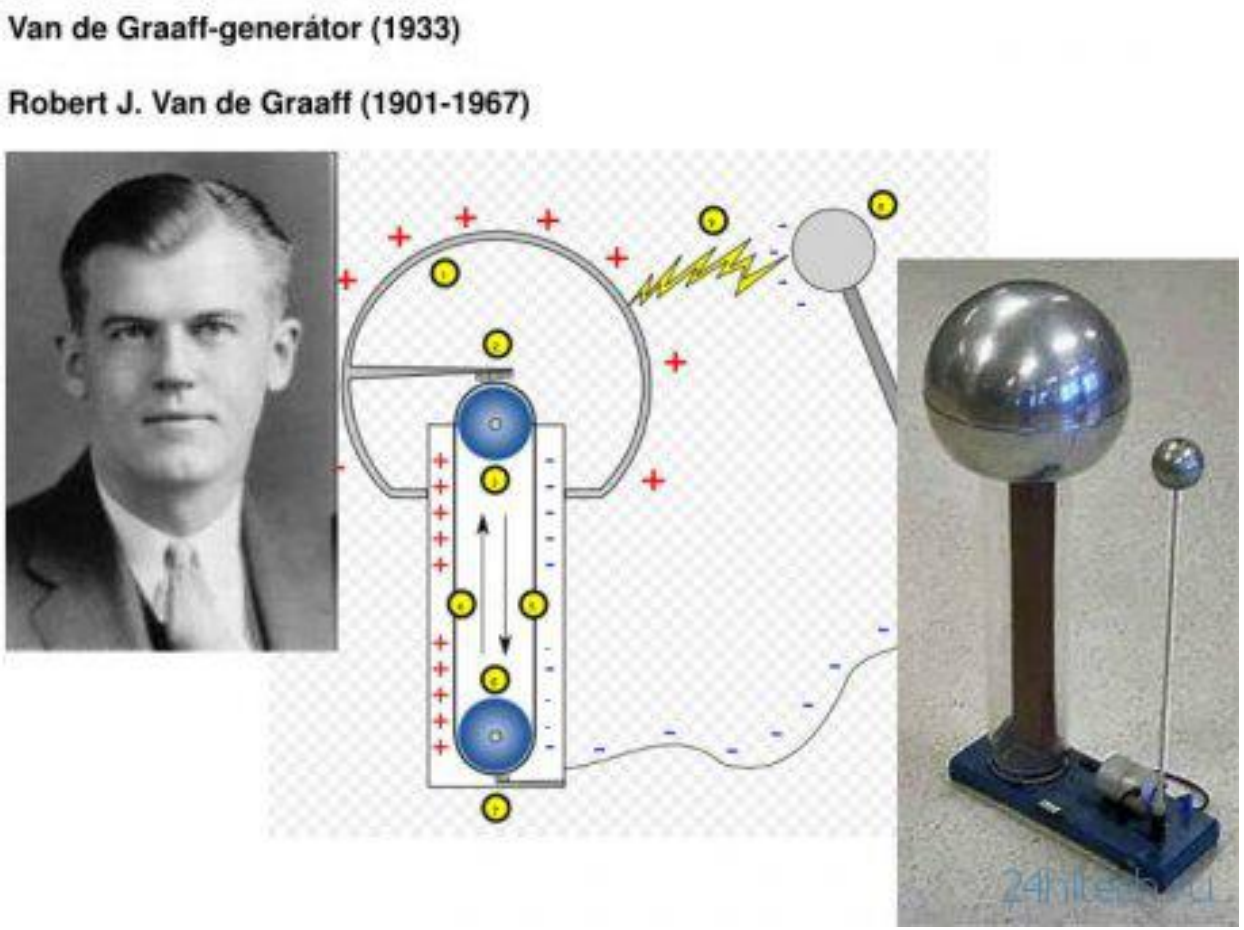
Индукционная машина



Электростатическая защита - экранирование



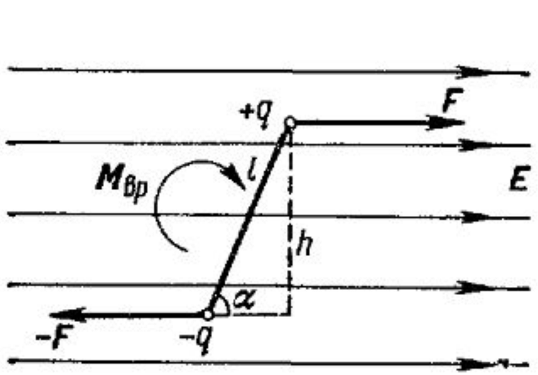
Генератор Ван де Граафа



3.8 Электрическое поле в диэлектрике

Типы диэлектриков

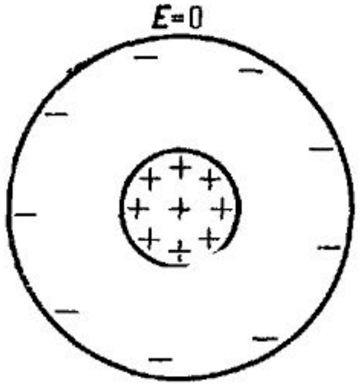
полярные

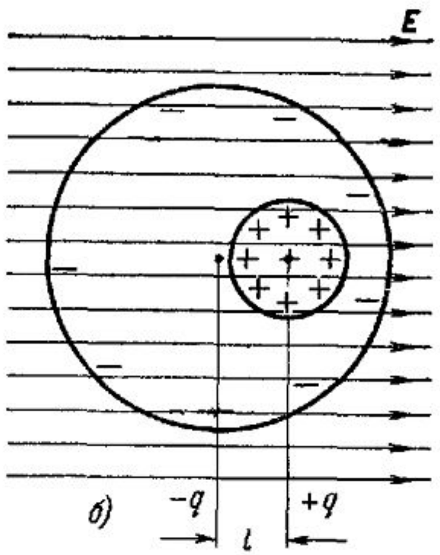


Обладают дипольным моментом и в отсутствие внешнего электрического поля

$$p = ql \approx 10^{-29}\ к \cdot м$$

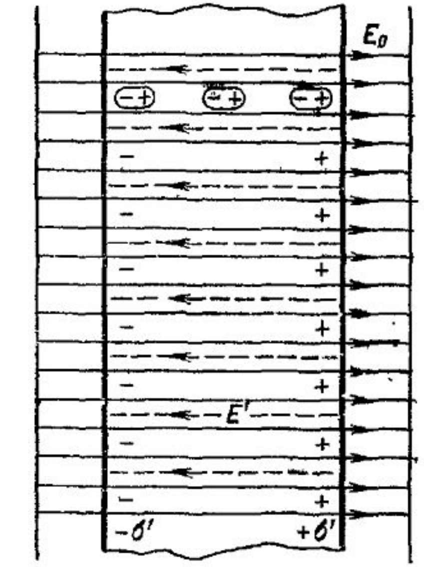
неполярные





«Центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов совпадают.
В отсутствие внешнего поля молекула не обладает дипольным моментом

кристаллические

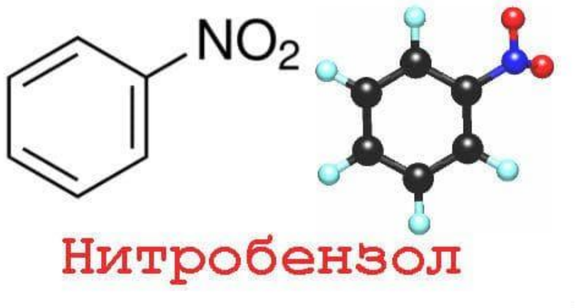


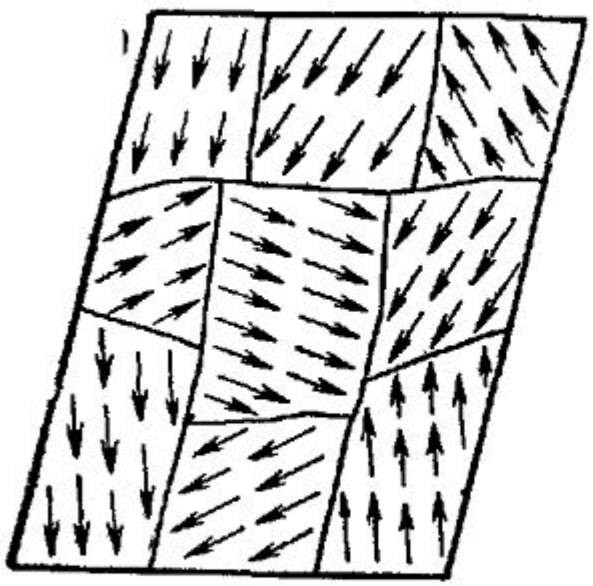
Нейтральный ионный диэлектрик, Обладает структурой, которую можно представить двумя кристаллическими решетками «вставленными» друг в друга.
При наложении внешнего Электростатического поля заряды сдвигаются и это приводит к коллективному сдвигу подрешетки из положительных ионов относительно подрешетки из отрицательных ионов.

3.8 Электрическое поле в диэлектрике

Типы диэлектриков

полярные неполярные кристаллические





Дополнить примерами

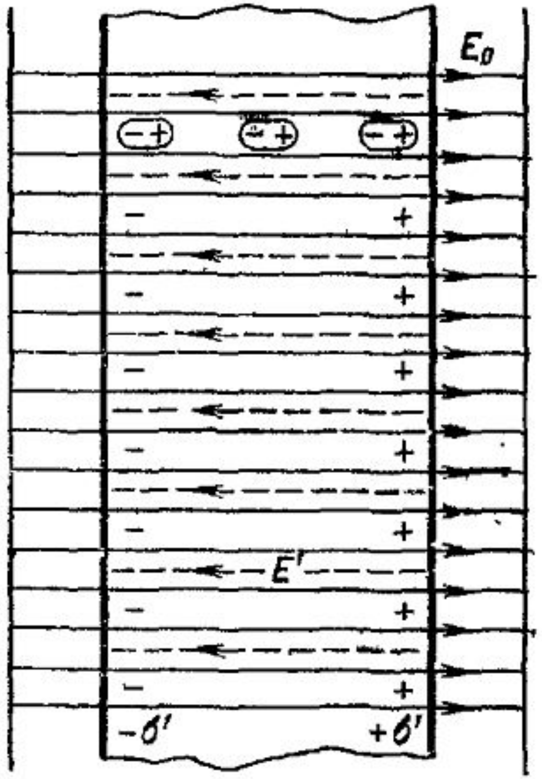
3.8.1 *Кристаллические диэлектрики*

$$\mathbf{P}_v = \sum_i \mathbf{p}_i.$$

$$\frac{[\text{заряд}]\cdot[\text{длина}]}{[\text{объем}]} = \frac{[\text{заряд}]}{[\text{длина}]^2}.$$

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{P}_v}{V} = \frac{\sum_i \mathbf{p}_i}{Sd},$$

$$\left(\frac{к}{м^2} = \frac{к^2}{н\cdot м^2}\,\frac{н}{к}\right)$$



$$P \sim E.\qquad P = \varkappa\varepsilon_0 E.$$

$$E = E_0 - E'\qquad E = E_0 - \frac{k_0}{\varepsilon_0}\cdot 4\pi\sigma'\qquad P_v = \sigma' Sd.$$

$$E = E_0 - \frac{k_0}{\varepsilon_0}\cdot 4\pi P = E_0 - 4\pi k_0 \varkappa E.\qquad E = \frac{E_0}{1 + 4\pi k_0 \varkappa}$$

3.8.1 *Кристаллические диэлектрики*

$$\varepsilon = 1 + k_0 \cdot 4\pi\varkappa.$$

В системе Гаусса $k_0 = 1$, $\varepsilon_0 = 1$ и

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\varkappa_{\text{гс}}.$$

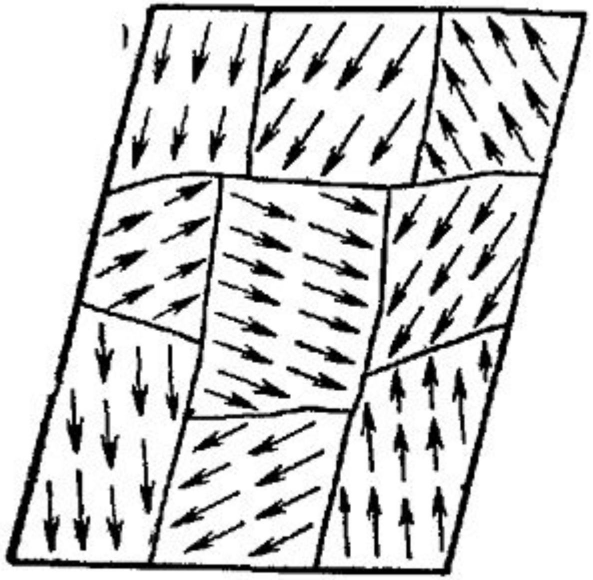
В системе СИ $k_0 = 1/4\pi$ и

$$\varepsilon = 1 + \varkappa_{\text{СИ}}.$$

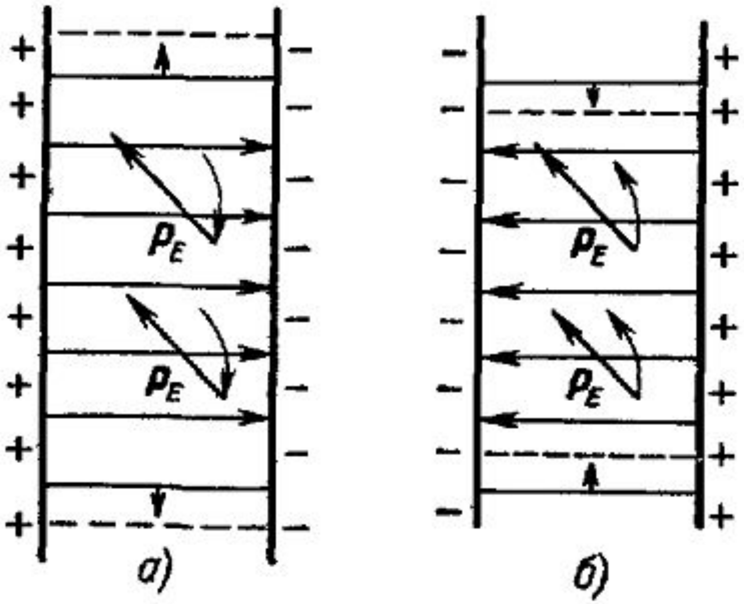
к = диэлектрическая восприимчивость

3.8.1 *Кристаллические диэлектрики*

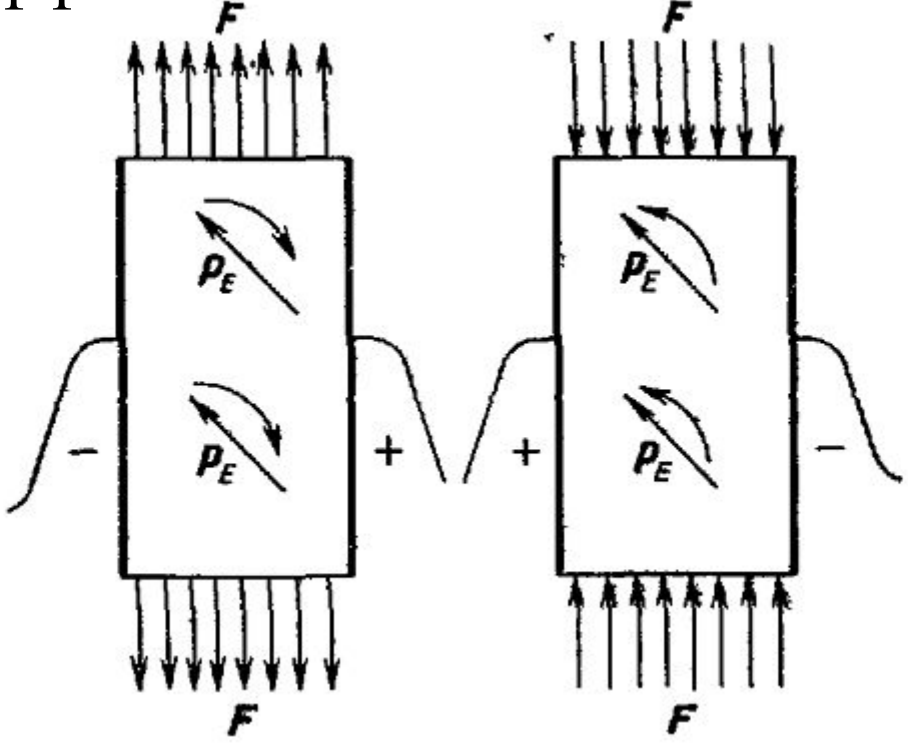
Сигнетоэлектричество

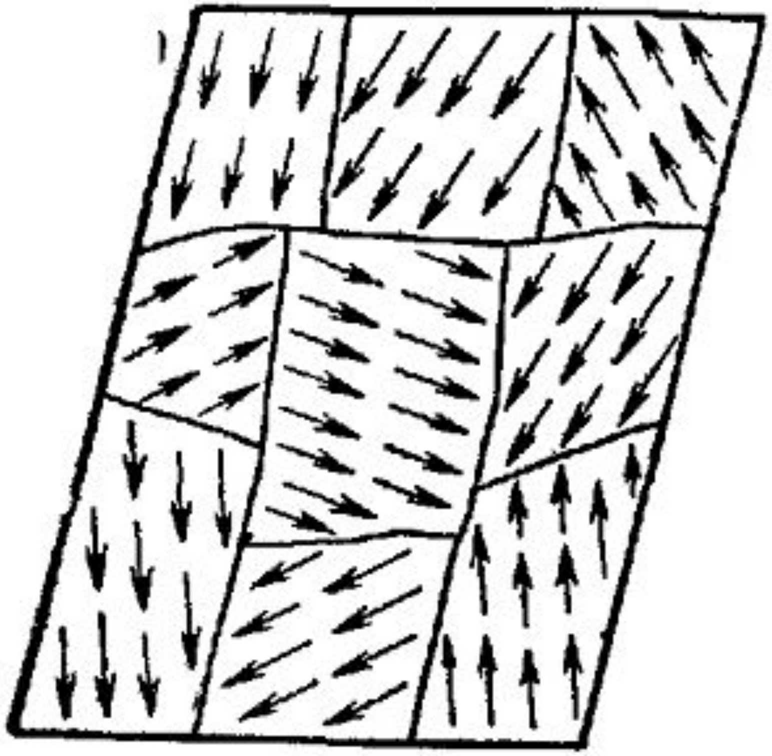


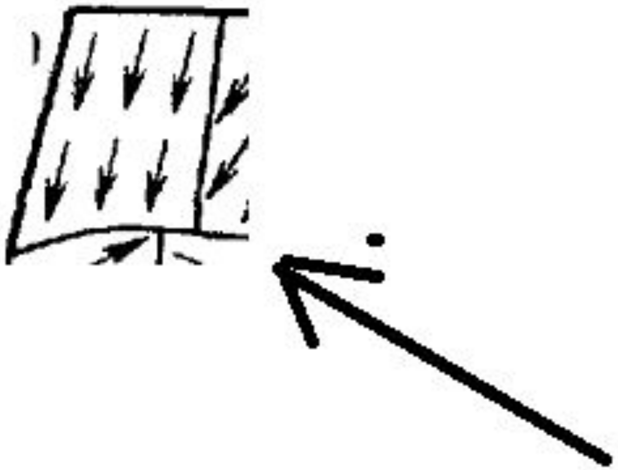
Пьезоэлектричество



Обратный пьезоэлектрический эффект





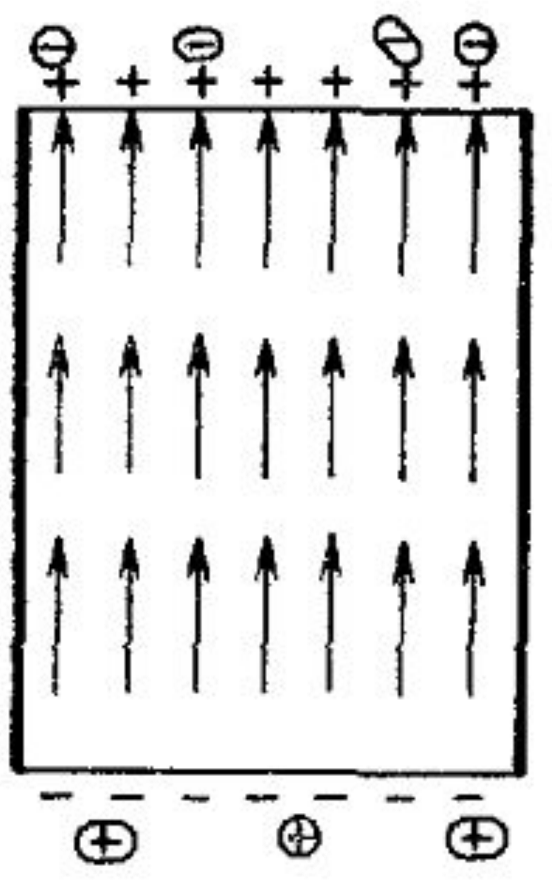


Домен характеризуется одинаковым направлением микроскопических дипольных моментов
Рдомена = p1+p2+p3+.....

Электрострикция

3.8.1 *Кристаллические диэлектрики*

Пироэлектричество



3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Поле плоскопараллельной пластины

$$E = E_0 + E'$$

$$P = \kappa\varepsilon_0 E$$

$$D = \varepsilon\varepsilon_0 E = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{E_0}{\varepsilon}$$

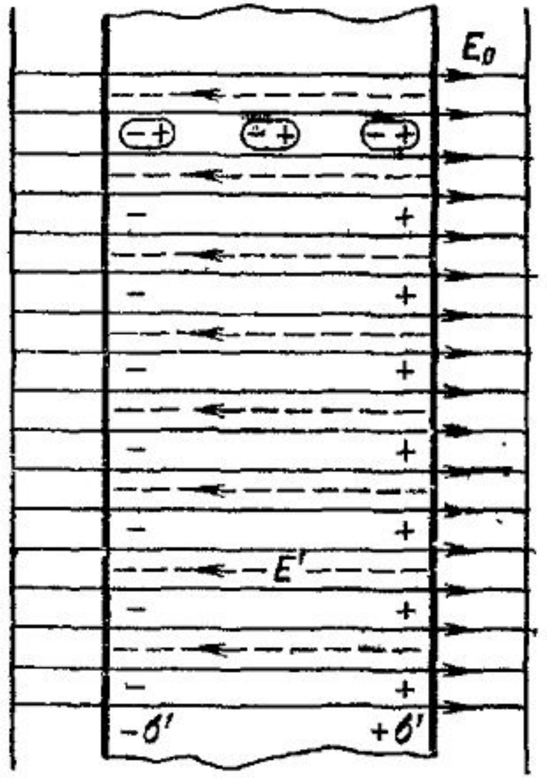
$$P = 0 \text{ и } D = \varepsilon_0 E$$

$$E = E_0 - \frac{k_0}{\varepsilon_0} 4\pi P$$

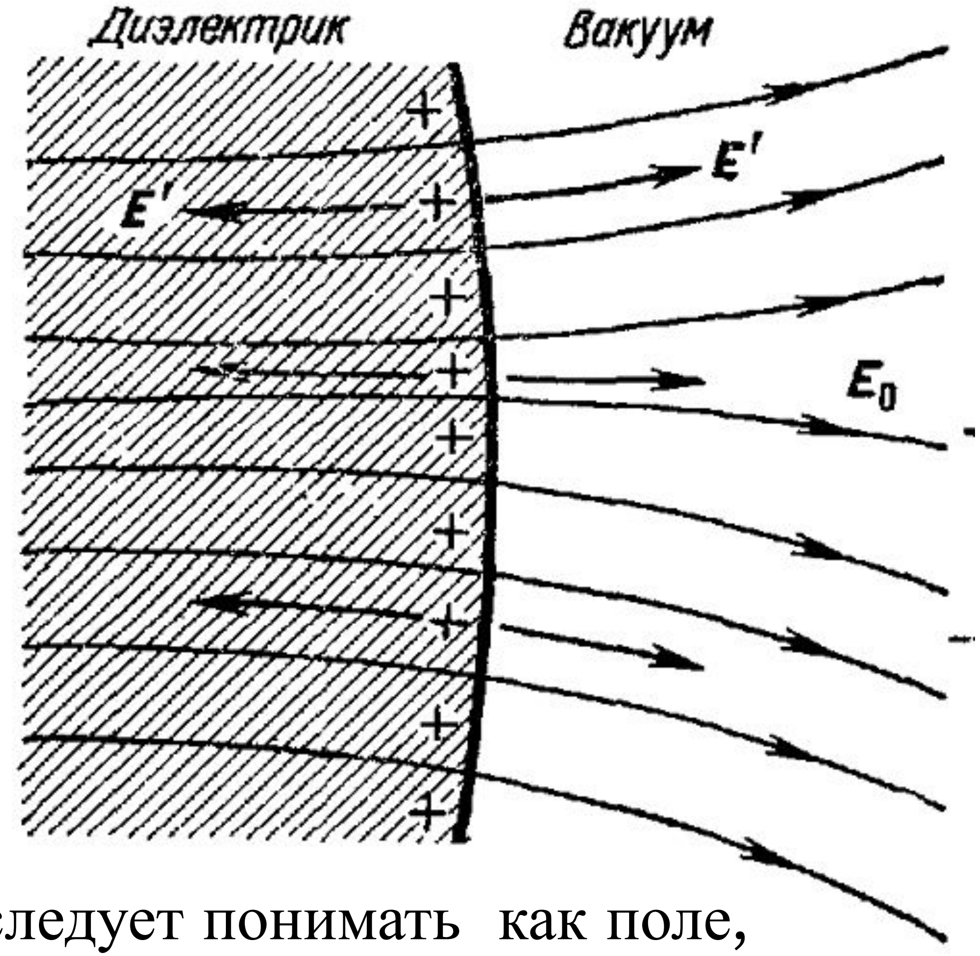
$$E = \frac{E_0}{1 + 4\pi k_0 \kappa \varepsilon_0} = \frac{E_0}{\varepsilon}$$

$$D = \varepsilon_0 \left(E + \frac{k_0}{\varepsilon_0} 4\pi P \right)$$

$$\varepsilon = 1 + k_0 4\pi\kappa$$



3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков



Поле тела произвольной формы

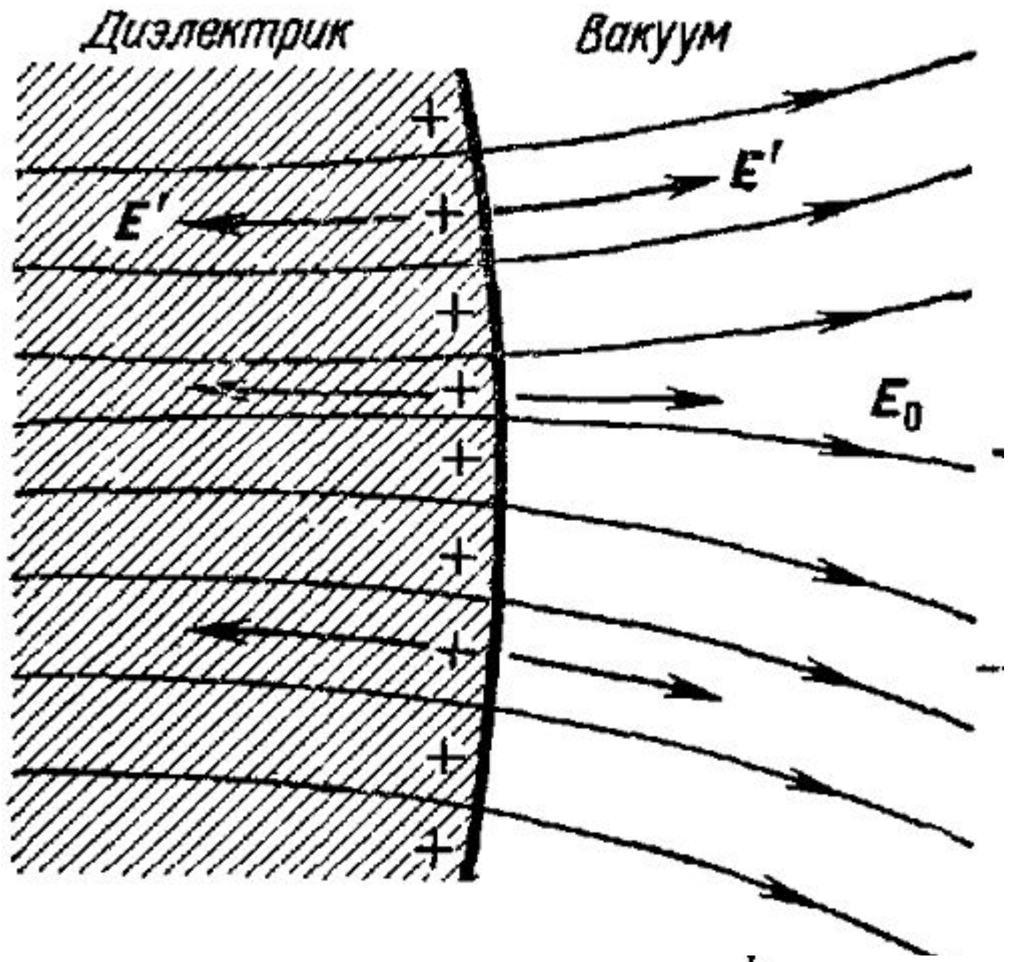
$$E = E_0 + E'$$

На элементарной площадке диэлектрика , граничащего с вакуумом сосредотачивается заряд с поверхностной плотностью σ’
Обозначим **P** - вектор поляризации этом участке.

По отношению к этой тонкой площадке E_0 следует понимать как поле, созданное Как внешними зарядами, так и зарядами самой среды расположенными на противоположном конце диэлектрика.

3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

На расстояниях малых от поверхности, можно считать ее плоской и вычислить E’ для бесконечной плоскости, заряженной с поверхностной плотностью σ’=P. Линии этого поля будут перпендикулярны к поверхности по обе стороны от нее и направлены в противоположных направлениях.

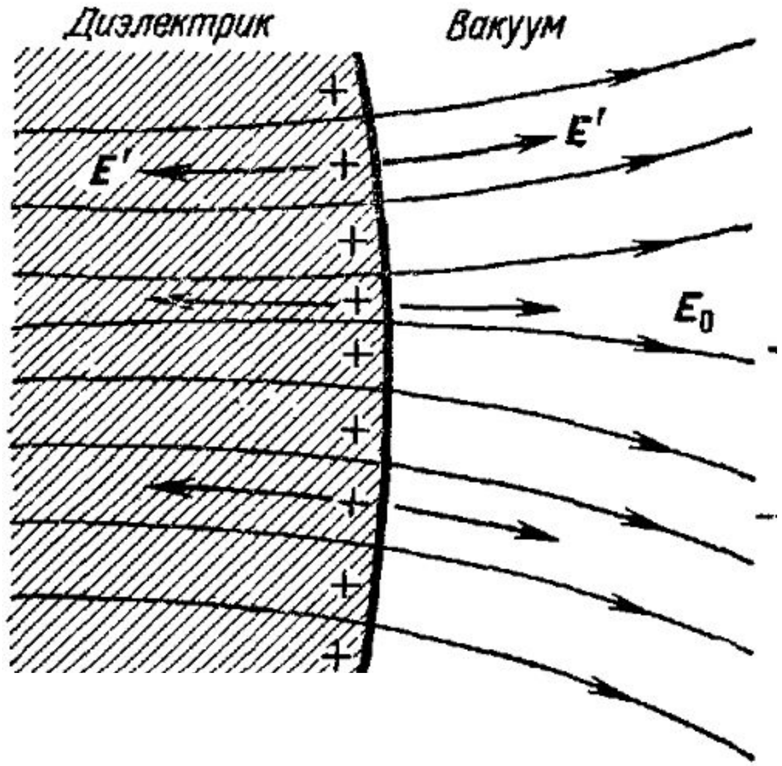


В диэоектрике

В вакууме $E' = -\frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 2\pi P$

$E' = \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 2\pi\sigma' = \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 2\pi P$, Полное поле в вакууме $E_{вак} = E_{диэл} + \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 4\pi P_{диэл}$

3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков



$$E_{\text{вак}} = E_{\text{диэл}} + \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 4\pi P_{\text{диэл}}$$

$$\varepsilon_0 E_{\text{вак}} = \varepsilon_0 \left(E_{\text{диэл}} + \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 4\pi P_{\text{диэл}} \right)$$

$$\varepsilon_0 E_{\text{вак}} = D_{\text{вак}},$$

$$\varepsilon_0 \left(E_{\text{диэл}} + \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 4\pi P_{\text{диэл}} \right) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 4\pi \varkappa \varepsilon_0 \right) E_{\text{диэл}} =$$
$$= \varepsilon_0 \varepsilon E_{\text{диэл}} = D_{\text{диэл}}.$$

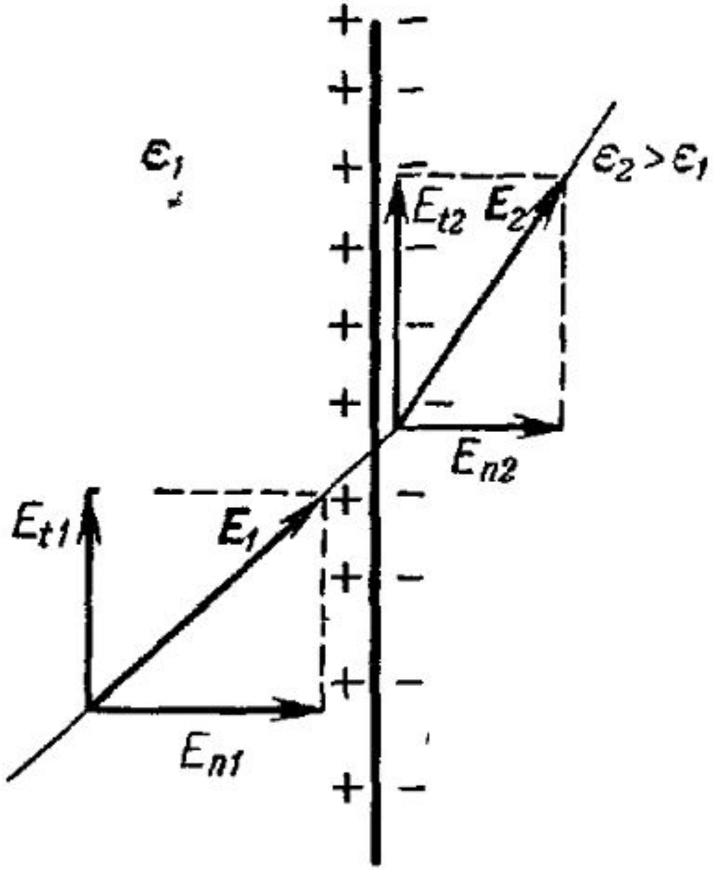
$$E_{\text{вак}} \neq E_{\text{диэл}}, \qquad D_{\text{вак}} = D_{\text{диэл}}.$$

3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Ранее мы предполагали, что линии поля и направление вектора поляризации к границе раздела перпендикулярны. В общем случае, когда линии поля не перпендикулярны к границе раздела, соотношение $D_{вак} = D_{диэл}$ остается справедливым только для нормальных составляющих вектора **D**:

$$D_{n,\,вак} = D_{n,\,диэл}$$

На границе двух диэлектриков с раз личными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 при наличии внешнего поля возникают поляризационные заряды разного знака с различными поверхностными плотностями $+\sigma'_1$ и $-\sigma'_2$.



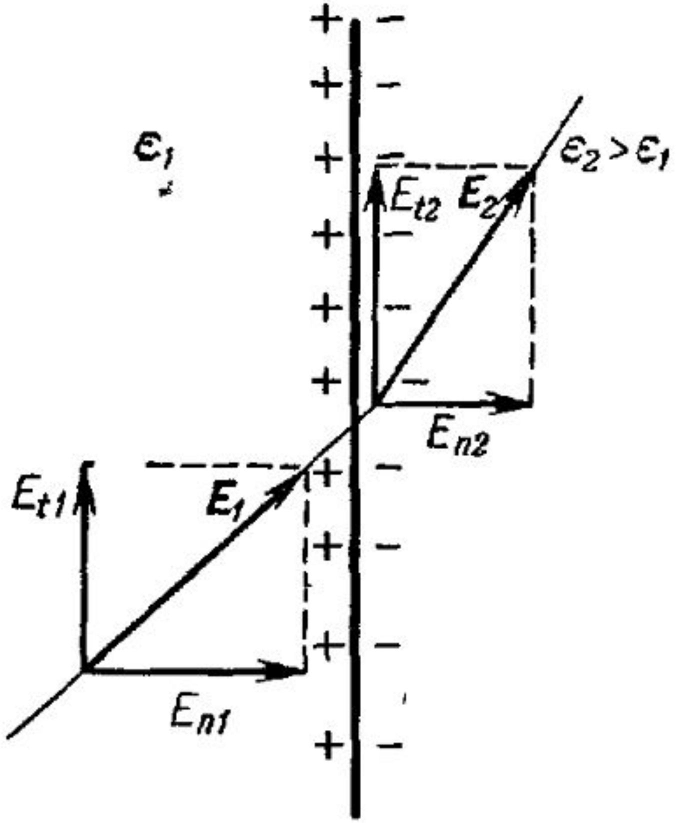
3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Дополнительное поле, создаваемое этими зарядами, перпендикулярно поверхности, поэтому нормальные составляющие полей $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ в обеих средах у границы раздела различны, а касательные составляющие одинаковы, то есть

$$E_{m1} = E_{m2}$$

Векторы электростатической индукции в обеих средах соответственно равны

$$\mathbf{D}_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 \mathbf{E}_1 \text{ и } \mathbf{D}_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 \mathbf{E}_2$$



Аналогично случаю границы «диэлектрик – вакуум» нормальная составляющая вектора индукции на границе двух диэлектриков остается непрерывной

$$D_{m1} = D_{m2} \qquad \varepsilon_1 E_{m1} = \varepsilon_2 E_{m2}$$

3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

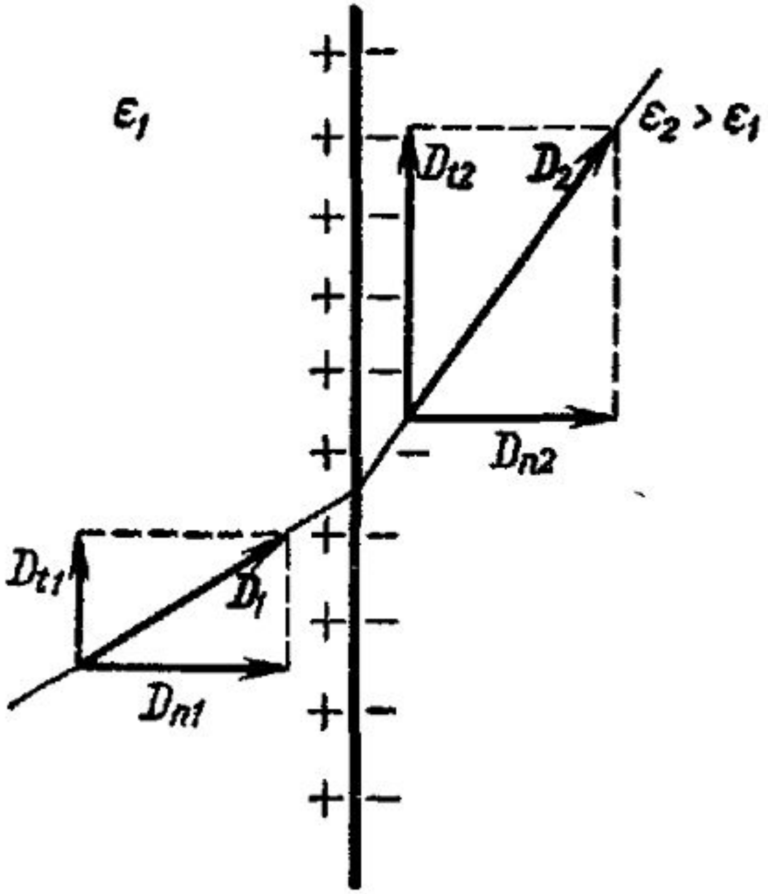
На рисунке изображен случай $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$.
При этом

$$E_{m2} > E_{m1}$$

и линии вектора $\mathbf{E}$ при переходе через границу раздела преломляются, отклоняясь от перпендикуляра к границе раздела. На такой границе

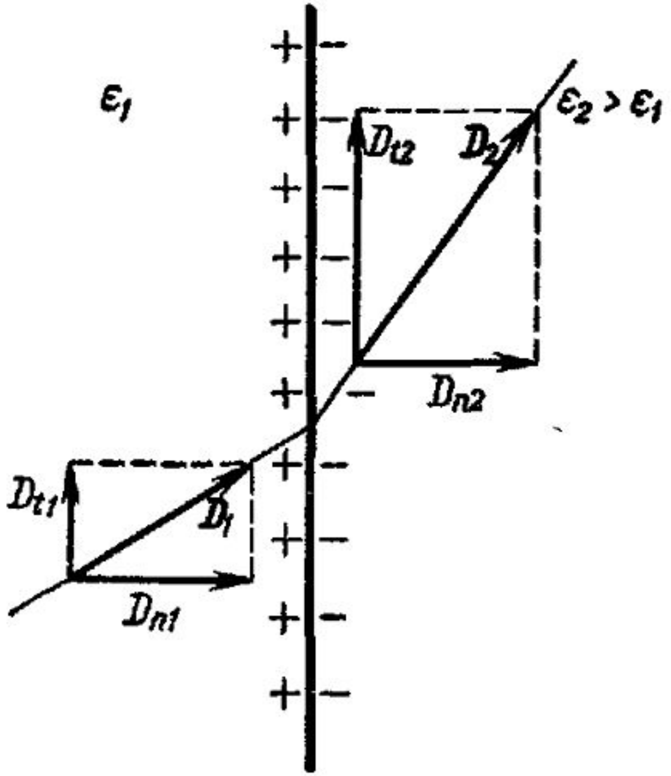
$$\frac{D_{t1}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{t2}}{\varepsilon_2}$$

При $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ и $D_{t2} > D_{t1}$.
При переходе через границу раздела из диэлектрика с меньшим значением ε в диэлектрик с большим значением нормальная составляющая вектора **D** остается неизменной, а касательная увеличивается так, что линии индукции преломляются .



3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Линии индукции преломляются в данном случае под тем же углом, что и линии напряженности поля. Таким образом, при переходе через границу раздела двух диэлектриков изменяется не только вектор напряженности электрического поля **E** но и вектор электростатической индукции **D**. Однако поток индукции через произвольную площадку ΔS на границе раздела



$$\Delta\Phi = D_n \Delta S$$

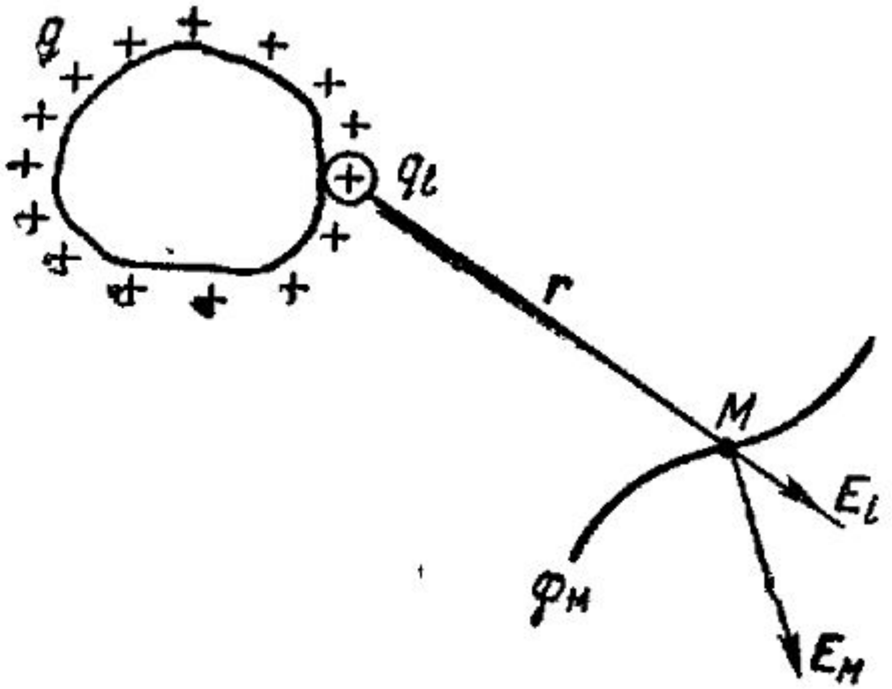
С обеих сторон поверхности остается неизменным. Следовательно, число линий индукции, переходящих через границу, не меняется. И теорема Гаусса остается справедливой для вектора **D** в самом общем случае диэлектриком любых форм и размеров

3.10 Электрическая емкость проводников

$$\mathbf{E}_M = \sum_i \mathbf{E}_i = \sum_i k_0 \frac{q_i}{\varepsilon\varepsilon_0 \cdot r_i^2} \cdot \frac{\mathbf{r}_i}{r_i}$$

$$\varphi_M = \sum_i \varphi_i = \sum_i k_0 \frac{q_i}{\varepsilon_0\varepsilon \cdot r_i}$$

$$q' = nq$$



$$\varphi'_M = \sum_i \varphi'_i = \sum_i k_0 \frac{q'_i}{\varepsilon_0\varepsilon \cdot r_i} = \sum_i k_0 \frac{nq'_i}{\varepsilon_0\varepsilon \cdot r_i} = n\sum_i k_0 \frac{q'_i}{\varepsilon_0\varepsilon \cdot r_i} = n\sum_i \varphi_i$$

3.10 Электрическая емкость проводников

$$\varphi'_M = \sum_i \varphi'_i = \sum_i k_0 \frac{q'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = \sum_i k_0 \frac{nq'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = n \sum_i k_0 \frac{q'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = n \sum_i \varphi_i$$

То есть потенциал в каждой точке возрастает прямо пропорционально заряду проводника. Это утверждение конечно справедливо и для всех точек внутри и на поверхности проводника, потенциал которых одинаков. Обозначая потенциал самого проводника через ϕ, этот вывод можно выразить формулой

$$q = C\varphi$$

где C - электрическая емкость проводника

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

Изменим заряд проводника на Δq, тогда его потенциал возрастет на Δϕ

$$q + \Delta q = C(\varphi + \Delta\varphi) \Rightarrow \Delta q = C\Delta\varphi$$

3.10 Электрическая емкость проводников

$$\Delta q = C\Delta\varphi \Rightarrow \text{при } \Delta q = 1 \Rightarrow C = \Delta q$$

Откуда следует определение единицы измерения электрической емкости:
Электроемкость проводника численно равна величине заряда, который нужно сообщать данному проводнику для увеличения его потенциала на единицу.
В СГС системе

$$[C] = \frac{[q]}{[\varphi]} = \frac{г^{1/2} \cdot см^{3/2} \cdot сек^{-1}}{г^{1/2} \cdot см^{1/2} \cdot сек^{-1}} = см,$$

В системе СИ

$$1ф = \frac{1\ к}{1\ в} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ СГС ед. заряда}}{\frac{1}{300} \text{ СГС ед. потенциала}} =$$

$$= 9 \cdot 10^{11} \text{ СГС ед. емкости } (см).$$

1 фарада=1ф, чаще используются миллионные доли фарад – микрофарад и еще меньшие - нанофарад

3.11 Энергия электрического поля

Литература

- **Г.А. Зисман, О.М. Тодес. Курс общей физики. Том II Электричество и магнетизм М.: Наука, 1972, 366 с.**
- **С.Г. Калашников Электричество М.: ФизМатЛит, 2003, 624**