

Тема лекции:

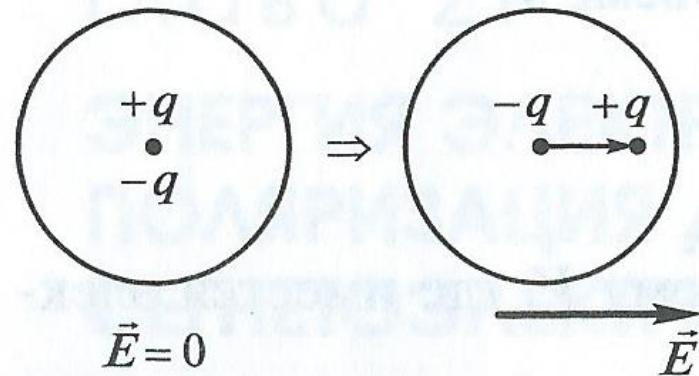
Диэлектрики в электрическом поле. Пиро-
пьезо- и сегнетоэлектрики. Постоянный
электрический ток

Диэлектрики в электрическом поле

Теперь мы рассмотрим, что происходит в электрическом поле в диэлектриках, в которых хотя и имеются электрические заряды, но они "связаны" друг с другом - электроны с ядрами атомов, атомы - ионы в электронейтральных молекулах и т.д. В диэлектрике в электрическом поле заряды могут смещаться, но только на расстояния порядка атомных; каждый электрически нейтральный атом, каждая молекула превращаются в электрический диполь, разделяясь на равные количества положительных и отрицательных зарядов, отстоящие друг от друга на малое расстояние $l \sim 10^{-10}$ м.

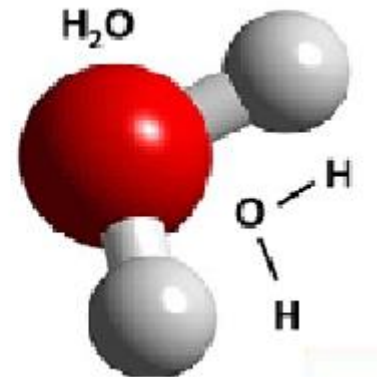
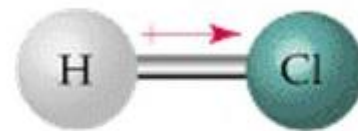
Диэлектрики в электрическом поле

Электрический диполь - это пара равных разноименных точечных зарядов $\pm q$, находящихся на расстоянии l : $\vec{p} = ql$ - **вектор электрического дипольного момента**, направленный от отрицательного заряда к положительному. В неполярных молекулах и электронейтральных атомах центры тяжести положительных и отрицательных зарядов находятся в одной точке, и дипольный момент равен нулю. *Нейтральный атом в электрическом поле превращается в электрический диполь (см. рис.) за счет смещения центра тяжести электронного облака относительно положительно заряженного ядра.*



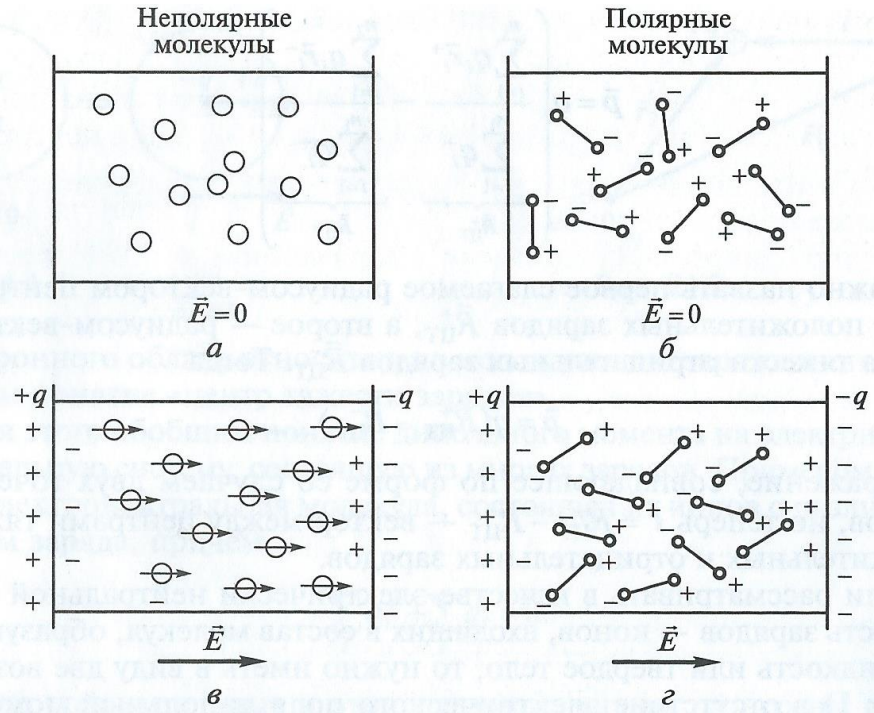
Диэлектрики в электрическом поле

Если рассматривать в качестве электрически нейтральной совокупность зарядов – ионов, входящих в состав молекул, образующих газ, жидкость или твердое тело, то нужно иметь в виду две возможности: 1. В отсутствие электрического поля дипольный момент молекул равен нулю. 2. Диэлектрик состоит из молекул, которые обладают дипольным моментом, \vec{p} даже если $\vec{E} = 0$. Такие молекулы называются полярными или дипольными (например, молекулы соляной кислоты HCl или воды H₂O, см. рис.). В последнем случае в отсутствие внешнего электрического поля благодаря наличию хаотичного теплового движения молекул, средняя по времени величина проекции дипольного момента каждой молекулы на любое выбранное направление равна нулю.

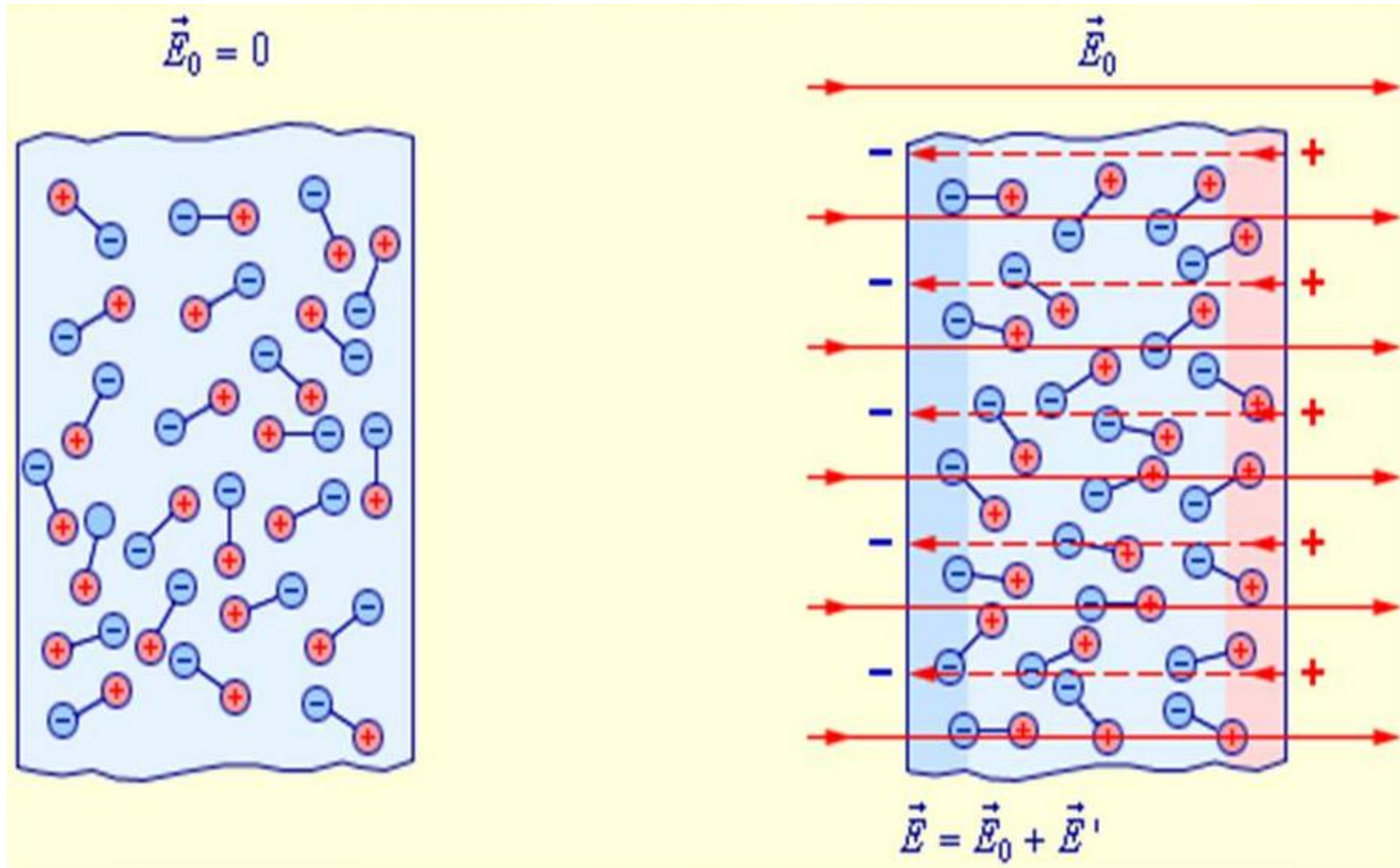


Поляризация диэлектрика

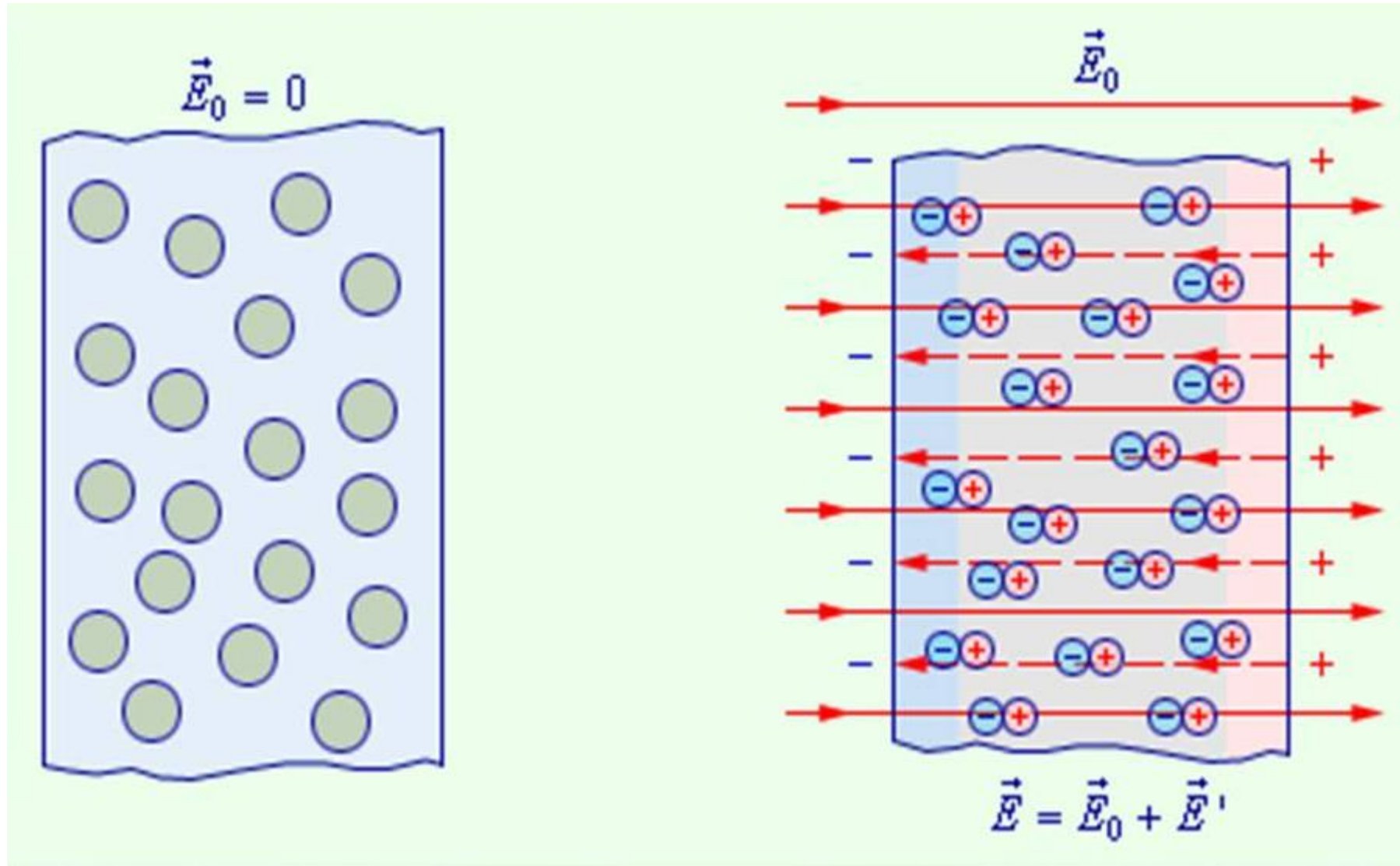
Если на обкладки конденсатора, заполненного диэлектриком, наносятся свободные заряды $+q$ и $-q$, и диэлектрик оказывается в электрическом поле, ситуация изменяется (см. рис.). В неполярных молекулах возникают индуцированные полем дипольные моменты (рис. а), полярные молекулы стремятся ориентироваться вдоль поля, преодолевая хаотическое тепловое движение (рис. б). На поверхности диэлектрика появляется так называемый "связанный" поверхностный заряд, в объеме диэлектрика положительные и отрицательные заряды скомпенсированы. В результате в обоих случаях происходит процесс, который называется **поляризацией диэлектрика**.



Поляризация диэлектрика с полярными молекулами



Поляризация диэлектрика с неполярными молекулами



Вектор поляризации

*Для количественной характеристики поляризации диэлектрика вводится специальная физическая величина - **вектор поляризации**. Вектором поляризации называется среднее значение векторной суммы всех дипольных моментов атомов и молекул, заключенных в единице объема диэлектрика*

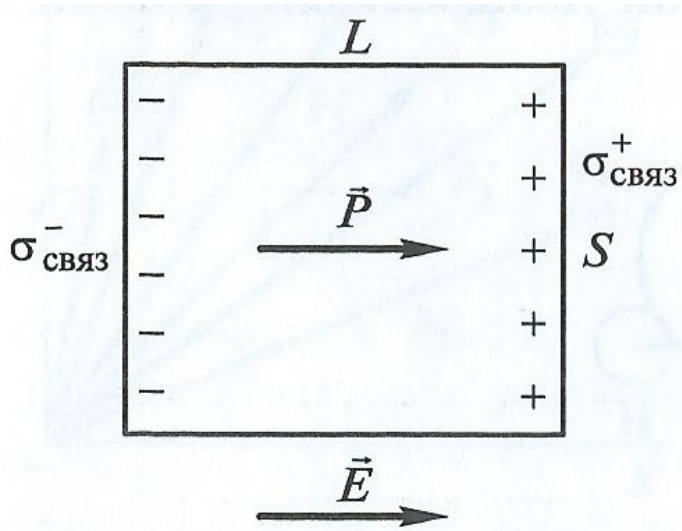
$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \langle \vec{p}_i \rangle$$

Здесь суммирование идет по всем дипольным моментам, возникающим в электрическом поле в объеме диэлектрика.

Вектор \vec{P} равен векторной сумме дипольных моментов всех молекул, возникающих в единице объема диэлектрика. В случае диэлектрика, состоящего из полярных молекул, определяется средней по времени величиной проекции дипольного момента $\langle \vec{p}_i \rangle$ на направление поля.

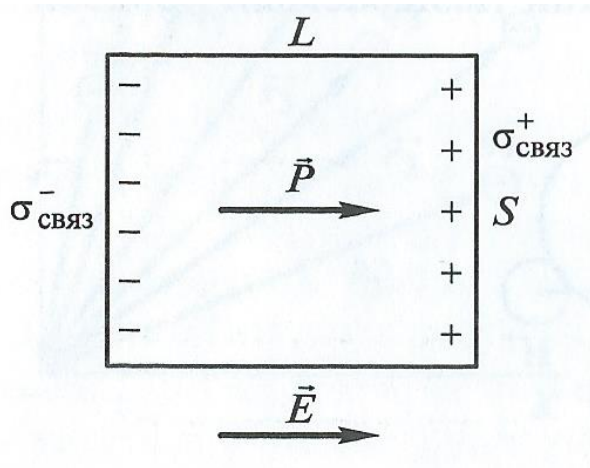
Вектор поляризации

Вектор \vec{P} определяет также связанный заряд, возникающий на поверхности поляризованного диэлектрика. Действительно, пусть диэлектрик имеет форму призмы с площадью основания S и длиной L , параллельной векторам \vec{E} и \vec{P} . (см. рис.). Видно, что на одном из оснований призмы появляются положительные поверхностные заряды с поверхностной плотностью $\sigma_{\text{связ.}}^+$, на другом - отрицательные поверхностные заряды с плотностью $\sigma_{\text{связ.}}^-$. Призма в целом приобретает электрический дипольный момент $d = (\sigma_{\text{связ.}} S) \cdot L$. Объем призмы равен $V = SL$, поэтому $d = \sigma_{\text{связ.}} \cdot V$.

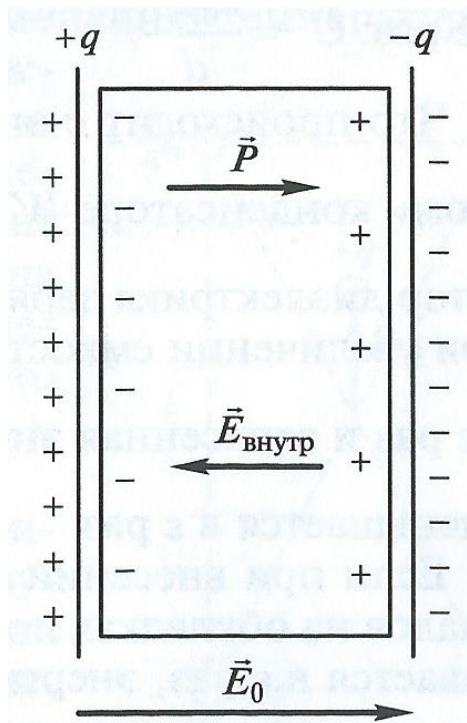


Вектор поляризации

С другой стороны, по определению $\vec{d} = \vec{P}V$, таким образом, $\sigma_{\text{связ.}} V = |\vec{P}| V$. Следовательно, $\sigma_{\text{связ.}} = |\vec{P}|$. Модуль вектора поляризации равен плотности связанных зарядов на поверхности, перпендикулярной вектору \vec{P} .

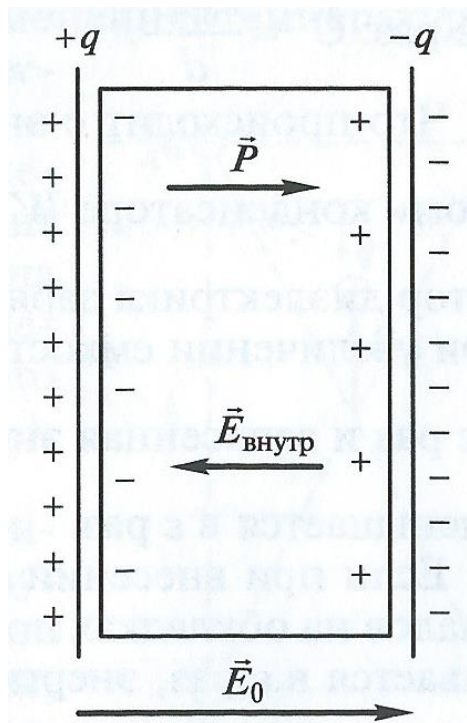


Электростатическое поле в диэлектрике



Теперь рассмотрим, как изменяется электрическое поле в плоскопараллельном конденсаторе при наличии диэлектрика (см. рис.). Пусть до внесения диэлектрика в электрическое поле $E = E_0$, после внесения диэлектрика на его поверхности возникают связанные заряды с плотностью $\sigma_{\text{связ}}$, а в объеме диэлектрика — определяемое этими зарядами электрическое поле $|\vec{E}_{\text{внутр.}}| = \frac{\sigma_{\text{связ.}}}{\epsilon_0}$. Из рисунка видно, что поле $\vec{E}_{\text{внутр.}}$ направлено противоположно \vec{E}_0 . Поэтому поле в диэлектрике $E_{\text{диэл.}} = E_0 - E_{\text{внутр.}} = E_0 - \frac{\sigma_{\text{связ.}}}{\epsilon_0} = E_0 - \frac{P}{\epsilon_0}$.

Электростатическое поле в диэлектрике



Следующий важный момент: опыт показывает, что величина вектора \vec{P} пропорциональна \vec{E} – электрическому полю, создающему эту поляризацию:

$$\vec{P} = k \vec{E}_{\text{диэл.}}$$

Коэффициентом пропорциональности должна быть размерная величина, поскольку размерность

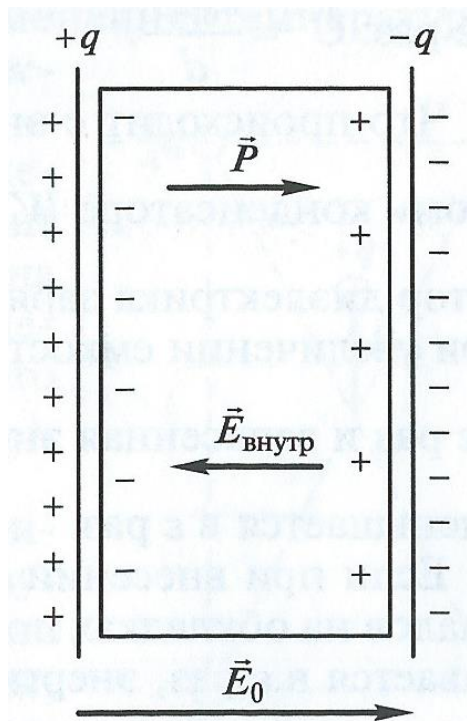
$$P = \left[\frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{м}^3} \right] = \left[\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2} \right]$$

а размерность $E = \left[\frac{F}{q} \right] = \left[\frac{H}{\text{Кл}} \right]$ следовательно, размерность

$$k = \left[\frac{P}{E} \right] = \left[\frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2 \text{Н}} \right]$$

- это размерность электрической постоянной ϵ_0 .

Диэлектрическая восприимчивость



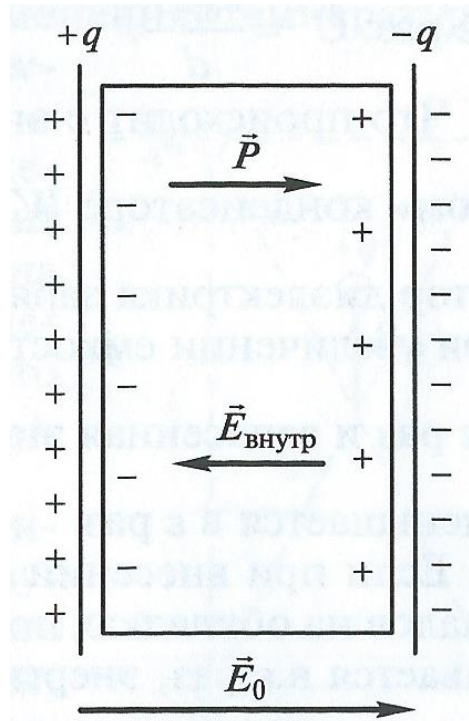
Поэтому в системе СИ $\vec{P} = \epsilon_0 \chi E_{\text{диэл}}$
где χ - безразмерная величина, называемая **диэлектрической восприимчивостью**.

Учитывая это обстоятельство, мы можем теперь так определить электрическое поле, создающее поляризацию в диэлектрике:

$$E_{\text{диэл.}} = E_0 - \frac{P}{\epsilon_0} = E_0 - \chi E_{\text{диэл}} \text{ и, следовательно,}$$

$$E_{\text{диэл.}} = \frac{E_0}{1 + \chi} = \frac{E_0}{\epsilon}$$

Диэлектрическая проницаемость



$$E_{\text{диэл.}} = \frac{E_0}{1 + \chi} = \frac{E_0}{\varepsilon}$$

где введена величина $\varepsilon = 1 + \chi$ - **диэлектрическая проницаемость**, которая показывает, во сколько раз уменьшается поле в конденсаторе, когда он заполняется диэлектриком, при сохранении постоянными зарядов на обкладках конденсатора.

Емкость конденсатора

Рассмотрим теперь, как изменяется емкость конденсатора, когда он заполняется диэлектриком. Пусть на обкладках пустого конденсатора имеется заряд $\pm q$, разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$.

Тогда его емкость

$$C_0 = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{E_0 d}$$

В «заполненном» диэлектриком конденсаторе, благодаря появлению связанных зарядов, электрическое поле уменьшается в ε раз, во столько же раз уменьшается разность потенциалов между обкладками конденсатора. Поэтому

$$C^* = \frac{q}{\varphi'_1 - \varphi'_2} = \frac{q}{E_{\text{диэл.}} d} = \varepsilon \frac{q}{E_0 d} = \varepsilon C_0$$

Энергия конденсатора

Что происходит с энергией, запасенной в конденсаторе? В «пустом» конденсаторе

$$W = \frac{C(\varphi_2 - \varphi_1)^2}{2}$$

если при внесении в конденсатор диэлектрика заряд на обкладках не изменяется, то есть $q = const$, при увеличении емкости в ε раз разность потенциалов уменьшается в ε раз, и запасенная энергия

$$W = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2\varepsilon} V \quad - \text{плотность энергии уменьшается в } \varepsilon \text{ раз.}$$

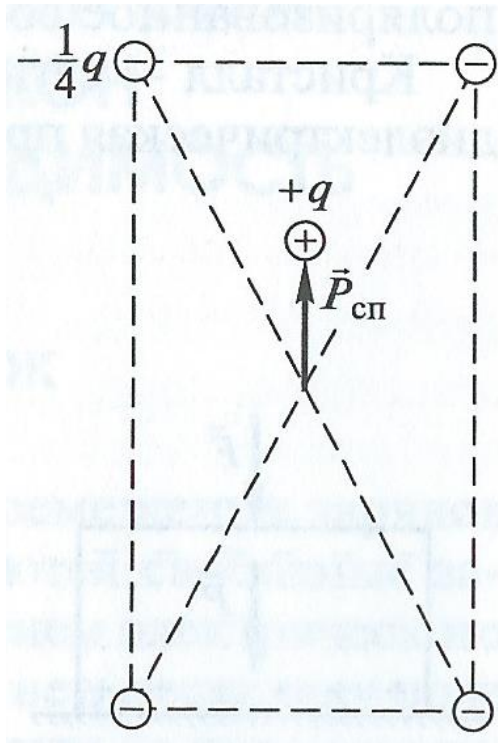
Если при внесении в конденсатор диэлектрика разность потенциалов на обкладках поддерживается постоянной, емкость увеличивается в ε раз, плотность энергии также увеличивается в ε раз и становится равной

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V$$

Пиро-, пьезо- и сегнетоэлектрики

Существуют кристаллические диэлектрики, у которых электрическая поляризация может возникать и изменяться под действием не только электрического поля, но и других внешних параметров — температуры или деформаций сжатия (растяжения).

Пироэлектрики. Спонтанная поляризация



Представим себе кристалл, у которого в отсутствие внешнего электрического поля в каждой элементарной ячейке ионы расположены так, что центры тяжести положительных и отрицательных зарядов не совпадают, и кристалл оказывается электрически *поляризованным даже в отсутствие внешнего электрического поля*. Такая поляризация кристалла называется **спонтанной поляризацией**, а кристаллы, имеющие спонтанную поляризацию, называются **пироэлектриками**. В таких кристаллах спонтанная поляризация связана с асимметричным расположением зарядов в элементарных ячейках (рис.).

Пироэлектрики. Спонтанная поляризация

Если изготовить из пироэлектрика пластину с поверхностями, перпендикулярными вектору \vec{P} , то на ее поверхностях будут связанные заряды разного знака, в самой пластине будет электрическое поле $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$, а между поверхностями – разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2 = Ed$.

Если пироэлектрик нагревать, то параллельно происходят два процесса:

1. Тепловая деформация – тепловое расширение кристаллической решетки.
2. Относительное перемещение ионов разного знака в элементарных ячейках.

Пироэлектрический эффект

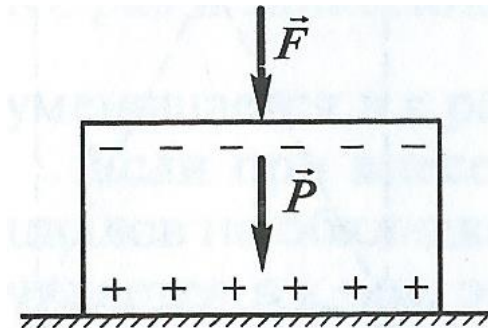
В обоих случаях спонтанная поляризация изменяется, причем это изменение пропорционально ΔT – изменению температуры: $\Delta P_{\text{сп.}} = \gamma \Delta T$. Это явление называется **пироэлектрическим эффектом**, а коэффициент γ – **пироэлектрическим коэффициентом**. Изменение спонтанной поляризации $\Delta P_{\text{сп.}}$ приводит к изменению плотности связанных зарядов на поверхности кристалла $\Delta \sigma_{\text{связ.}}$, что, в свою очередь, приводит к изменению электрического поля ΔE и разности потенциалов $\Delta \varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)$, которая легко может быть измерена.

Это очень полезное свойство пироэлектрических кристаллов, которое широко используется в различных устройствах, например, для измерения малых изменений температуры, в приборах ночного видения, датчиков излучений и т.д.

Пьезоэлектрики

Во многих кристаллах электрическая поляризация и связанные заряды на поверхности пластин возникают также под действием растяжений и сжатий по определенным направлениям. Такие кристаллы называются **пьезоэлектрическими (пьезоэлектриками)**, само явление носит название прямого пьезоэлектрического эффекта.

При этом возникающая поляризация $\Delta P = d \frac{F}{S}$, где d – **пьезоэлектрический коэффициент**, $\frac{F}{S}$ - сила, действующая на единицу поверхности кристалла (рис.).



Пьезоэлектрики

Пьезоэлектрики обладают удивительным свойством: во внешнем поле \vec{E} такой кристалл деформируется, при этом относительное изменение его размеров определяется тем же пьезокоэффициентом:

$\frac{\Delta l}{l} = d \cdot E$ Это свойство называется **обратный пьезоэлектрический эффект**.

Необходимо отметить, что технические применения пьезоэлектрического эффекта весьма разнообразны – это преобразователи механических смещений в электрические сигналы и обратно: микрофоны, звукозаписывающие устройства, измерители вибраций, источники ультразвука.

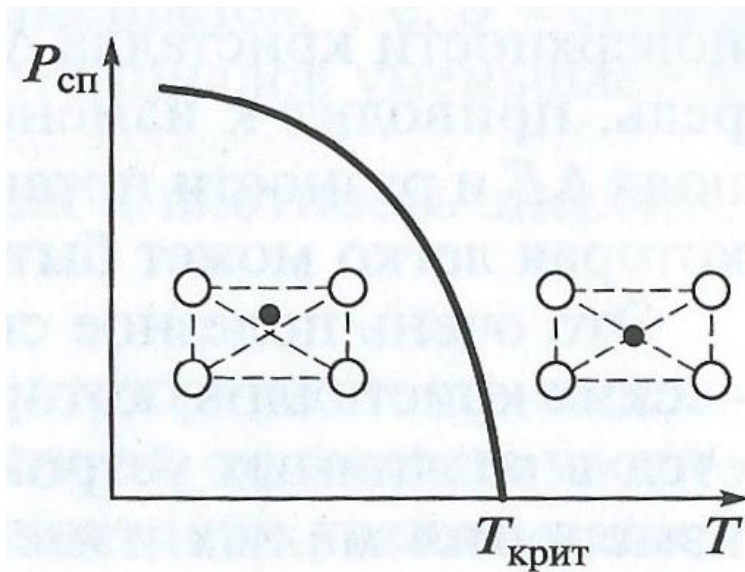
Сегнетоэлектрики

Сегнетоэлектрики - пирозлектрики, в которых спонтанная поляризация существует только в определенном интервале температур.

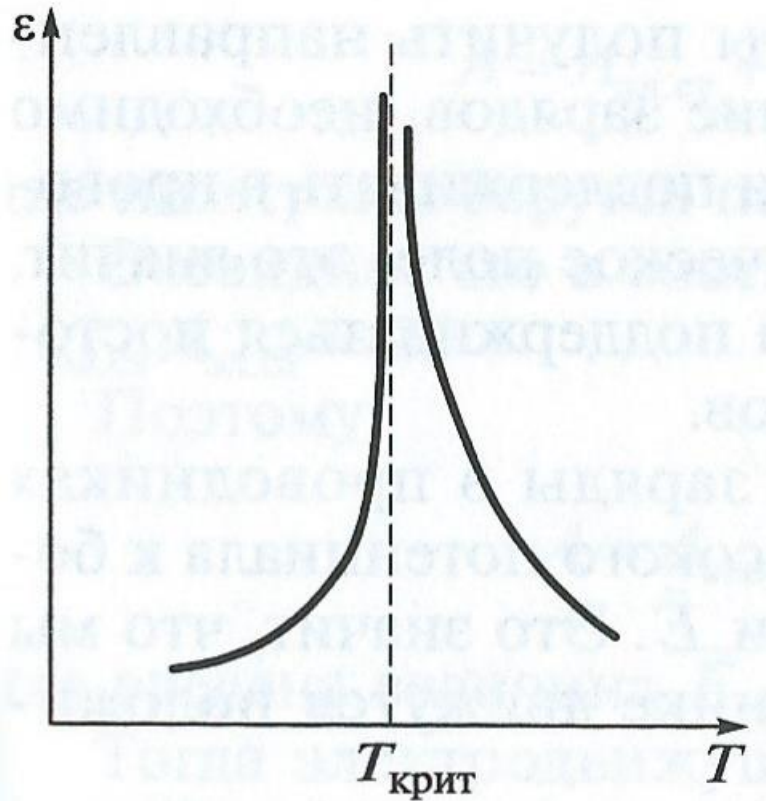
Для сегнетоэлектриков существует температура, при которой спонтанная поляризация пропадает, и вещество (кристалл) становится обычным диэлектриком (рис.).

По мере повышения температуры среднее положение положительного иона смещается в сторону центра элементарной ячейки; при $T = T_{\text{крит.}}$ дипольный момент ячейки и спонтанная поляризация кристалла в целом исчезают.

Температура $T_{\text{крит.}}$ - это точка фазового перехода в спонтанно поляризованное состояние .



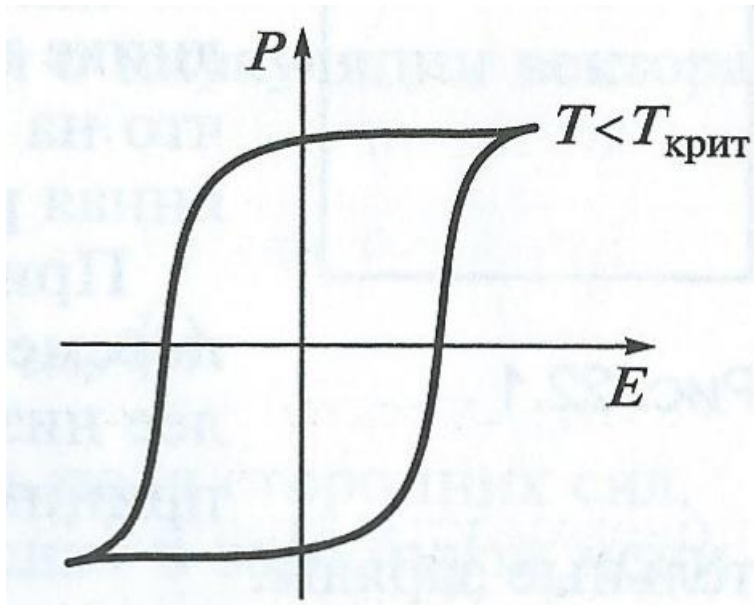
Сегнетоэлектрики



Кристалл - сегнетоэлектрик имеет удивительные свойства. Его диэлектрическая проницаемость, а также пиро- и пьезоэлектрические коэффициенты при $T \rightarrow T_{\text{крит.}}$ принимают очень высокие значения (рис.).

Сегнетоэлектрики

Реально достижимые значения $\epsilon_{\max} \sim 10^4 - 10^5$; конденсатор, заполненный таким диэлектриком, имеет огромную емкость в определенном интервале температур, включающем критическую точку.



Кроме того, зависимость спонтанной поляризации от величины внешнего электрического поля $P(E)$ ниже температуры $T_{\text{крит}}$ имеет необычную – «гистерезисную» - форму (см. рис.), и это означает, что направление спонтанной поляризации может быть изменено внешним электрическим полем.

Постоянный электрический ток

Электрический ток – это направленное перемещение зарядов в проводниках, то есть в веществах, в которых имеются свободные заряды. Эти заряды могут перемещаться под действием электрического поля. Как мы знаем, в статической ситуации тока нет, поскольку поле внутри проводника равно нулю, заряды расположены на поверхности проводника; потенциал всюду в проводнике постоянен.

Поэтому для того, чтобы получить направленное, стационарное движение зарядов, нам необходимо каким-то образом создать и поддерживать в проводнике постоянное электрическое поле; это значит, что на проводнике должна поддерживаться постоянная разность потенциалов.

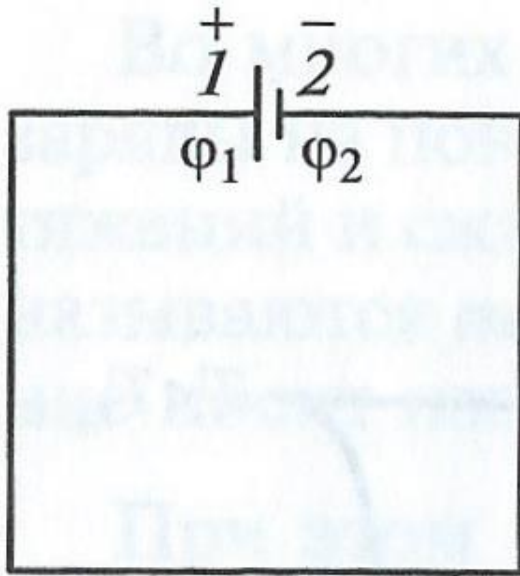
Постоянный электрический ток

Принято считать, что заряды в проводниках перемещаются от более высокого потенциала к более низкому, в направлении \vec{E} . Это значит, что мы принимаем, что в проводнике двигаются положительные заряды.

Как обеспечить непрерывное и стационарное движение зарядов по проводнику? Для этого:

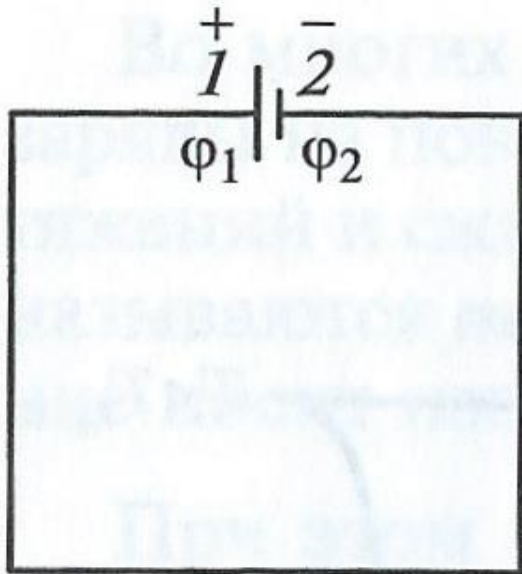
1. Должна быть создана замкнутая цепь, по которой циркулируют заряды.
2. В этой цепи должны быть участки, на которых перенос заряда происходит в направлении возрастания потенциала, то есть против направления вектора \vec{E} .

Постоянный электрический ток



На участке цепи 2 – 1 положительные заряды должны перемещаться в направлении возрастания потенциала, после этого они под действием электрического поля перемещаются по внешней цепи (рис.). Поэтому для создания стационарного тока зарядов необходимо иметь в замкнутой цепи участок, на котором обеспечивалось бы движение зарядов против сил поля. Ясно, что это не могут быть электростатические силы, это так называемые **сторонние силы**, которые могут быть механическими (механический перенос заряда из точки 2 в точку 1), химическими (гальванические элементы, аккумуляторы), это могут быть электрические поля, порождаемые меняющимися магнитными полями.

Электродвижущая сила

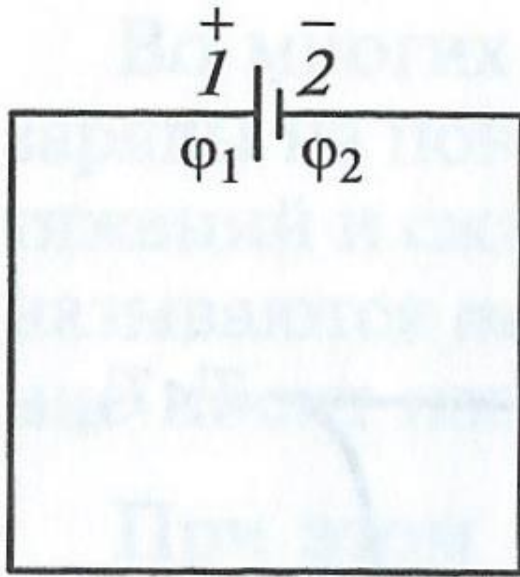


Сторонние силы можно характеризовать работой, которую они совершают над перемещающимися по цепи зарядами.

Работа, совершаемая сторонними силами (неэлектростатической природы) при перемещении единичного положительного заряда по замкнутой цепи, называется электродвижущей силой (ЭДС), действующей в этой цепи.

Рассмотрим замкнутый проводник, включающий источник ЭДС (рис.).

Электродвижущая сила



Пусть заряд q совершает круговой путь по цепи. Тогда все силы, действующие на q при его движении совершают работу так, что полная работа складывается из части, связанной с электростатическим полем $A_{\text{эл.ст.}}$ и части, связанной с работой сторонних сил $A_{\text{стор.}}$:

$$A = A_{\text{эл.ст.}} + A_{\text{стор.}} = \oint \vec{F}_{\text{эл.ст.}} d\vec{l} + \oint \vec{F}_{\text{стор.}} d\vec{l}$$

где интегралы берутся по всей замкнутой цепи.

Электродвижущая сила

Очевидно, что в соответствии с теоремой о циркуляции вектора $\vec{E}_{\text{эл.ст.}}$
 $A_{\text{эл.ст.}} = 0$.

Поэтому $A = A_{\text{стор.}} = \oint \vec{F}_{\text{стор.}} d\vec{l} = q \oint \vec{E}_{\text{стор.}} d\vec{l}$

где мы ввели величину $\vec{E}_{\text{стор.}}$ – напряженность поля сторонних сил.

Тогда электродвижущая сила, действующая в замкнутой цепи

$\mathcal{E} = \frac{A}{q} = \oint \vec{E}_{\text{стор.}} d\vec{l}$ – это работа сторонних сил по перемещению единичного заряда по замкнутой цепи.

Видно, что \mathcal{E} , так же, как и ϕ , измеряется в Дж/Кл, то есть в вольтах.

Электродвижущая сила

Когда заряд q двигается по участку цепи 1 – 2, который может включать источник ЭДС, совершаемая работа

$$A_{12} = q \int_1^2 \vec{E}_{\text{эл.ст.}} d\vec{l} + q \int_1^2 \vec{E}_{\text{стоп.}} d\vec{l} = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\mathcal{E}_{12}$$

Здесь \mathcal{E}_{12} – электродвижущая сила, действующая на участке 1 – 2.

Величину $U_{12} = \frac{A_{12}}{q} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}_{12}$

называют электрическим напряжением на участке цепи 1 – 2. Это полная работа, которая совершается при переносе заряда в 1 Кл по участку цепи 1 – 2.

Однородный и неоднородный участки цепи

При этом:

1. Если на данном участке цепи нет источников сторонних сил, то напряжение равно разности потенциалов

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2,$$

и этот участок цепи называется **однородным**.

2. Если на данном участке цепи действует ЭДС \mathcal{E}_{12} , то напряжение

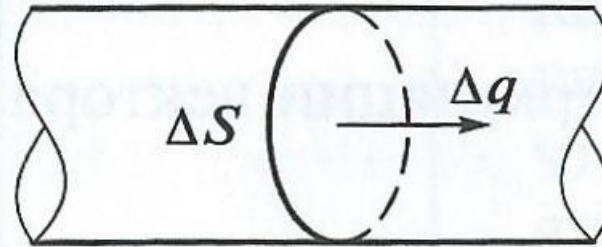
$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12},$$

и этот участок цепи называется **неоднородным**.

Сила тока

Если внутри проводника с помощью источника ЭДС создается электрическое поле, возникает направленное упорядоченное перемещение свободных зарядов, которое имеет две количественные характеристики: **силу тока и плотность тока**. Возьмем поперечное сечение ΔS проводника, по которому идет поток зарядов (рис.). Пусть за время Δt через это сечение проходит заряд Δq . Тогда скалярная величина

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \frac{\text{Кл}}{\text{с}}$$



называется силой тока. Сила тока измеряется в амперах; определение этой величины мы дадим ниже.

Плотность тока

Вторая характеристика – вектор плотности тока \vec{j} - это векторная величина, показывающая, какой заряд проходит за 1 с через 1 м² поперечного сечения проводника, перпендикулярного направлению вектора скорости \vec{v} частиц; модуль этой величины

$$|\vec{j}| = \frac{\Delta q}{\Delta t \Delta S}$$

а его направление определяется единичным вектором $\frac{\vec{v}}{v}$

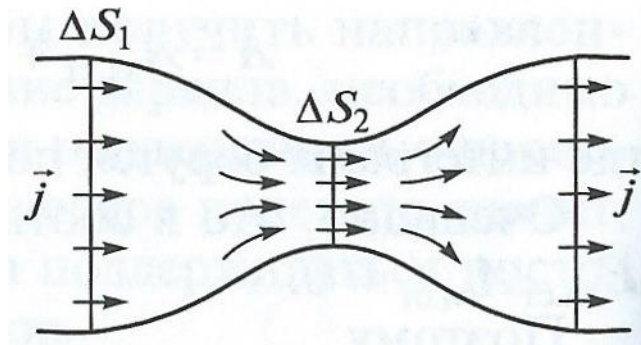
$$\vec{j} = \frac{\Delta q}{\Delta t \Delta S} \cdot \frac{\vec{v}}{v}$$

Плотность тока

$$\vec{j} = \frac{\Delta q}{\Delta t \Delta S} \cdot \frac{\vec{v}}{v}$$

где \vec{v} – вектор скорости направленного движения заряженных частиц. Необходимость введения вектора \vec{j} видна из следующего рисунка, где изображен проводник с переменным поперечным сечением (рис.).

Очевидно, что сила тока одинакова в любом поперечном сечении, так как накопления зарядов в проводнике нет; при этом плотность тока различна в разных сечениях проводника.



Закон Ома для участка цепи

Закон Ома устанавливает связь – соотношение пропорциональности – между током и электрическим напряжением на проводнике $I \sim U_{12}$.

Для **однородного** участка цепи $I \sim U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ или $\varphi_1 - \varphi_2 = RI$.

Коэффициент пропорциональности R – **сопротивление проводника** электрическому току. Эта величина измеряется в Омах. Если по проводнику идет ток величиной 1 А при разности потенциалов в 1 В, то сопротивление проводника равно одному Ому (1 Ом). Таким образом, закон Ома для участка цепи можно записать в виде:

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

Сопротивление проводника

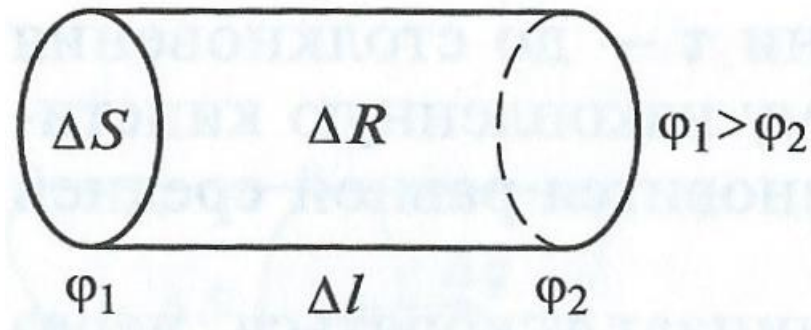
Сопротивление цилиндрического проводника пропорционально его длине l и обратно пропорционально площади S поперечного сечения:

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

Здесь ρ - удельное сопротивление проводника – характеристика материала, показывающая, чему равно его сопротивление при $l = 1$ м и $S = 1$ м².

Закон Ома в дифференциальной форме

Закон Ома для однородного участка цепи можно представить и в другом виде. Для этого выделим внутри проводника, по которому идет ток, малый элемент, имеющий форму цилиндра, образующая которого совпадает с направлением вектора \vec{E} (рис.). Длина цилиндра Δl , площадь сечения ΔS ; его сопротивление $\Delta R = \rho \frac{\Delta l}{\Delta S}$.
Применим к этому элементу объема закон Ома: $\Delta \varphi = I \Delta R = j \Delta S \rho \frac{\Delta l}{\Delta S}$



Закон Ома в дифференциальной форме

Поскольку напряжение на цилиндре равно $E\Delta l$, имеем $E = \rho j$, или, поскольку направление векторов \vec{E} и \vec{j} одинаковы

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E}$$

Это соотношение справедливо в каждой точке проводника, и его называют **законом Ома в дифференциальной форме**.

Величина, обратная удельному сопротивлению $\gamma = \frac{1}{\rho}$ — это так называемая удельная электропроводность проводника, так что обычно закон Ома записывают в виде

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

Закон Ома в дифференциальной форме

Отметим, что направления векторов \vec{E} и \vec{j} совпадают, если принять, что ток, протекающий в цепи, реализуется движением положительных зарядов. При этом движение положительных зарядов в одном направлении полностью эквивалентно движению отрицательных зарядов в противоположном направлении.

Величина ρ имеет размерность Ом·м, γ – (Ом·м)⁻¹.

Последовательное соединение проводников

При последовательном соединении проводников электрическая цепь не имеет разветвлений. Поэтому сила тока в проводниках имеет одинаковое значение: $I_1 = I_2 = I_3 = \dots = I_n = I$. Напряжение U на концах участка цепи складывается из напряжений на каждом из проводников (резисторов): $U = U_1 + U_2 + U_3 + \dots + U_n$. Применяя закон Ома для каждого из резисторов и для участка цепи в целом, получаем

$IR_{\text{общ}} = IR_1 + IR_2 + IR_3 + \dots + IR_n$, откуда следует, что общее сопротивление цепи равно сумме сопротивлений:

$$R_{\text{общ}} = R_1 + R_2 + R_3 + \dots + R_n.$$



Параллельное соединение проводников

При параллельном соединении проводников (резисторов) электрический ток I разветвляется на части, а напряжение U на всех резисторах одинаковое. Таким образом, общий ток в цепи

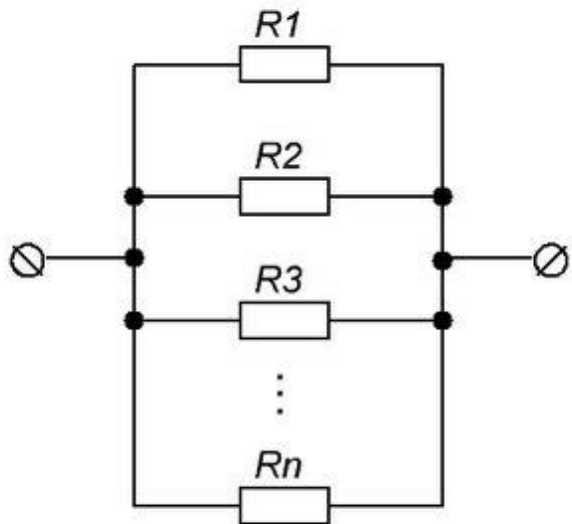
$$I = I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n.$$

Снова применяя закон Ома для участка цепи для всей цепи и для каждого резистора в отдельности получаем:

$$\frac{U}{R_{\text{общ}}} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3} + \dots + \frac{U}{R_n}$$

Откуда видно, что величина, обратная общему сопротивлению участка цепи равна сумме величин, обратных сопротивлениям отдельных проводников:

$$\frac{1}{R_{\text{общ}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots + \frac{1}{R_n}$$



Литература

Б.А. Струков, Л.Г. Антошина, С.В. Павлов. Физика. М., 2011,
С. 179-192.

Видео по теме лекции можно посмотреть на сайте swcusp.ukit.me в разделе меню «Видеоматериалы»

Тема следующей лекции: Сверхпроводимость. Закон Джоуля-Ленца. Магнитное поле проводников с током