

## Лекция 3

### Проводники и диэлектрики в электростатическом поле

#### Проводники в электростатическом поле. Опыты Кавендиша

**Проводниками** называются такие тела, в которых в большом количестве имеются свободные носители электрических зарядов.

Примерами проводников являются металлические тела в твердом и жидком состоянии.

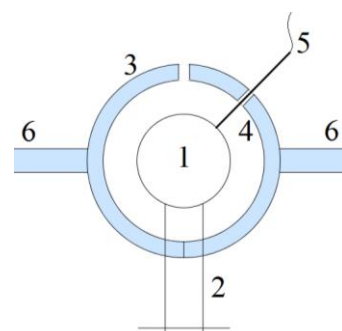
Необходимым условием *электростатического равновесия проводника* (то есть отсутствия упорядоченного движения заряда внутри него) является равенство нулю напряженности электрического поля внутри проводника: если бы внутри проводника существовало макроскопическое поле, то свободные заряды (в металлах – электроны) пришли бы в движение, т.е. равновесие было бы нарушено. Условие  $\vec{E} = \vec{0}$  должно быть выполнено для всех точек внутри проводника независимо от того, заряжен он сам или помещен во внешнее электростатическое поле.

Условие отсутствия электростатического поля внутри проводника приводит к тому, что некомпенсированные заряды могут располагаться только на его поверхности. В этом легко убедиться с помощью теоремы Гаусса. Рассмотрим произвольную замкнутую поверхность, ограничивающую некоторый объем, внутри проводника. Во всех точках этой поверхности напряженность макроскопического электрического поля равна нулю. Следовательно, равен нулю и поток напряженности поля через эту поверхность. Тогда по теореме Гаусса равен нулю и полный заряд в объеме, ограниченном рассматриваемой поверхностью. Так как поверхность произвольна, то результат применим к любому участку внутри проводника, вплоть до его границы. Итак, ***некомпенсированные заряды могут располагаться только на поверхности проводника.***

Заметим, что отсутствие зарядов во внутренних частях проводника может быть использовано для опытной проверки закона Кулона: если бы в законе Кулона стояло не  $\frac{1}{r^2}$ , а  $\frac{1}{r^{2+\epsilon}}$ , то не была бы справедлива теорема Гаусса и во внутренних частях заряженного проводника, должны были бы находиться заряды. Такую проверку закона Кулона можно провести с намного большей точностью, чем при непосредственном измерении силы взаимодействия между точечными зарядами, т.к. очень трудно сделать так, чтобы заряды были точечными.

Отсутствие зарядов во внутренних частях заряженного металлического проводника было экспериментально установлено Кавендишем за 12 лет до того, как Кулон сформулировал закон взаимодействия точечных зарядов. В опытах Кавендиша металлический шар 1 был установлен на изолирующей подставке 2. Две металлические полусферы 3, изолированные от земли стеклянными стержнями 6, были укреплены на подвижных подставках (на рисунке не изображены) и могли быть соединены в одну сферу, охватывающую шар 1. В одной из полусфер имелось ма-

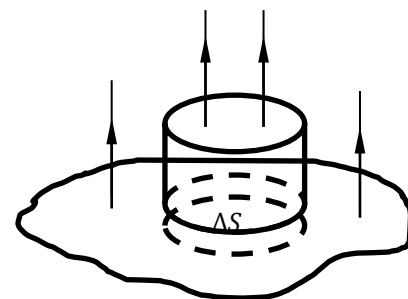
ленькое отверстие, в которое можно было вставлять короткую металлическую проволоку 4, подвешенную на шелковой нити 5, и соединять шар и сферу, не разряжая прибора. Опыт заключался в следующем. Полусферы складывались вместе, соединяли проволокой 4 с шаром 1 и заряжали. О наличии заряда на сферы судили по показаниям электрометра. Затем проволоку 4 с помощью шелковой нити 5 удаляли, обе полусферы раздвигали и разряжали, соединяя их с землей. После этого электрометр присоединяли к шару 1 и проверяли, имеется ли заряд. Опыт всегда показывал, что на шаре нет никаких следов заряда.



Из-за большого принципиального значения вопроса о виде закона силового взаимодействия точечных зарядов подобные опыты были повторены позднее Максвеллом. Исходя из чувствительности своих опытов, Максвелл рассчитал, что если в законе Кулона  $F \sim r^{-2+\varepsilon}$ , то  $|\varepsilon| < 5 \cdot 10^{-5}$ . В настоящее время экспериментально установлено, что  $|\varepsilon| < 6 \cdot 10^{-16}$ .



С помощью теоремы Гаусса легко найти формулу для напряженности электрического поля в непосредственной близости от поверхности проводника. Прежде всего, отметим, что во всех точках проводника потенциал одинаков и его граница является эквипотенциальной поверхностью, а линии напряженности перпендикулярны его поверхности. Возьмем на поверхности проводника настолько маленький участок  $\Delta S$ , чтобы его можно было считать плоским, а поверхностную плотность заряда  $\sigma$  – постоянной. Проведем мысленно малую замкнутую цилиндрическую поверхность, образующие которой перпендикулярны к поверхности проводника, а основания параллельны  $\Delta S$ . Нижнее основание расположено целиком внутри проводника, где поле отсутствует, а верхнее – в непосредственной близости от поверхности, где силовые линии еще перпендикулярны к ней. При таком выборе замкнутой поверхности поток напряженности электрического поля  $\Phi$  отличен от нуля только через верхнее основание и равен  $E\Delta S$ . По теореме Гаусса:



$$\Phi = E\Delta S = \frac{\sigma\Delta S}{\varepsilon_0}.$$

Откуда

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Подчеркнем, что полученная формула дает выражение для *напряженности полного электростатического поля, существующего вблизи поверхности проводника, независимо от того, создается ли это поле только заряженным проводником или еще и другими зарядами*. Видно, что

напряженность результирующего (полного) поля вблизи поверхности проводника однозначно связана с плотностью зарядов на его поверхности.

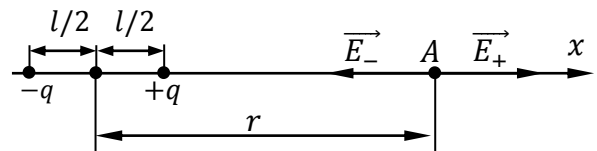
Важную роль в электростатике играет так называемая **теорема единственности**: для любой системы проводников, имеющих заряды или потенциалы данной величины и помещенных в заданное внешнее электростатическое поле, **существует единственное равновесное распределение заряда на проводниках, которое устанавливается самопроизвольно**.

Доказательство этой теоремы выходит за рамки курса элементарной физики.

Теорема единственности имеет важное следствие: *если мы нашли (например, угадали) такое распределение заряда на поверхности проводников, при котором полное электростатическое поле внутри проводников равно нулю, а каждый из проводников имеет заданный полный заряд или потенциал, то, значит, именно такое распределение заряда и будет реализовано*.

### Электрический диполь

В основном нас окружают электрически нейтральные тела. Рассмотрим простейший пример электрически нейтральной системы – **электрический диполь**. Так называют систему, состоящую из двух равных по модулю, но противоположенных по знаку точечных электрических зарядов  $+q$  и  $-q$ , находящихся на некотором расстоянии  $l$  друг от друга.



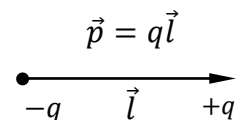
Электрическое поле диполя можно найти в любой точке, пользуясь принципом суперпозиции. Сделаем это, например, для точки  $A$ , лежащей на оси диполя. Напряженность поля в этой точке равна векторной сумме напряженностей, создаваемых точечными зарядами  $+q$  и  $-q$ :

$$E_x = E_+ - E_- = \frac{kq}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{kq}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} = \frac{2kqlr}{\left(r^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2},$$

где  $r$  – расстояние от середины диполя до точки  $A$ ,  $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ . На больших расстояниях (при  $r \gg l$ ):

$$E_x = \frac{2kqe}{r^3} = k \frac{2p}{r^3},$$

где  $p = ql$  – модуль вектора электрического дипольного момента  $\vec{p}$ , а направлен этот вектор от отрицательного заряда к положительному. Как видно из полученного выражения, вдали от диполя напряженность поля убывает с расстоянием как  $\frac{1}{r^3}$ , т.е. быстрее, чем поле точечного заряда, пропорциональное  $\frac{1}{r^2}$ . Оказывается, что это справедливо не только для точек, лежащих на оси



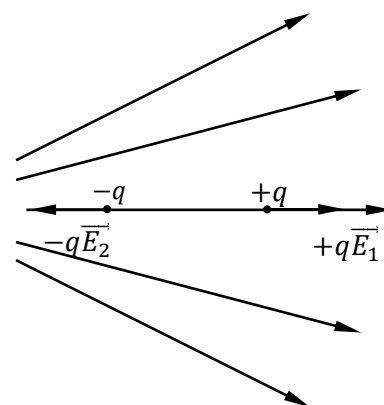
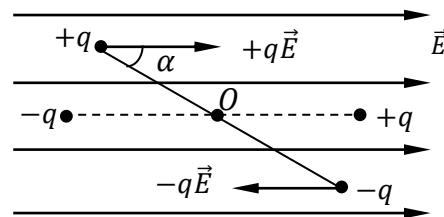
диполя, но и для любых других достаточно удаленных от него точек.

Исследуем теперь поведение диполя во внешнем электрическом поле. Рассмотрим сначала случай *однородного* внешнего поля с напряженностью  $\vec{E}$ . На заряды диполя в таком поле действуют равные по модулю, но противоположенные по направлению силы  $+q\vec{E}$  и  $-q\vec{E}$ , которые стремятся развернуть диполь. Относительно оси, проходящей через центр диполя (точка  $O$ ) и перпендикулярной плоскости чертежа, каждая сила создает вращающий момент, равный произведению модуля силы на соответствующее плечо. Суммарный момент равен

$$M = 2qE \frac{l}{2} \sin(a) = qlE \sin(a) = pE \sin(a)$$

Под действием вращающего момента диполь будет поворачиваться, пока не займет положение, изображенное на рисунке штриховой линией. В этом положении равны нулю и сумма сил, и сумма моментов сил, действующих на диполь. Это значит, что диполь будет находиться в равновесии, которое, как нетрудно понять, будет устойчивым. При этом вектор электрического момента диполя сонаправлен с вектором напряженности внешнего поля, то есть **в однородном электрическом поле диполь поворачивается и располагается так, чтобы его дипольный момент был ориентирован по полю.**

Пусть теперь дипольный момент находится в неоднородном внешнем поле. Разумеется, и здесь возникает вращающий момент, разворачивающий диполь вдоль поля. Но в этом случае на заряды действуют не равные по модулю силы, поэтому после разворота по полю диполь будет втягиваться в область более сильного поля (т.к.  $|\vec{E}_2| > |\vec{E}_1|$ ).



### Поляризация диэлектриков в электрическом поле

**Определение.** Диэлектриками называют материалы, в которых нет свободных электрических зарядов. К диэлектрикам относятся стекло, сухое дерево, слюда, шелк, парафин и т.п.

Если к заряженному телу поднести незаряженный легкий предмет из диэлектрика (например, листок бумаги), то он будет притягиваться к заряженному телу.

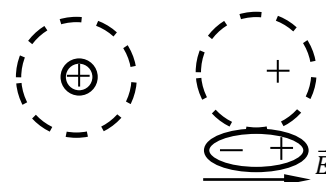
Это указывает на то, что на первоначально не заряженных диэлектриках в электрическом поле возникают электрические заряды. Т.к. диэлектрик в целом остается нейтральным (в силу закона сохранения заряда), то на нём появляются электрические полюсы – положительно и отрицательно заряженные области. В силу этого и само это явление получило название **поляризации**

**диэлектриков.** Заряды, возникающие на диэлектриках в электрическом поле, мы будем называть **поляризационными зарядами.**

Явление поляризации диэлектриков имеет сходство с явлением индукции (появлением индукционных зарядов) в проводниках. Однако между обоими явлениями имеется и важное различие. Разъединяя в электрическом поле проводник на части, можно отделить друг от друга индукционные заряды, и поэтому после исчезновения поля заряженные части проводника остаются заряженными. Разделив же в электрическом поле диэлектрик, мы обнаружим, что после устранения поля каждая часть диэлектрика остаётся по-прежнему незаряженной. **Отделить друг от друга поляризационные заряды невозможно.**

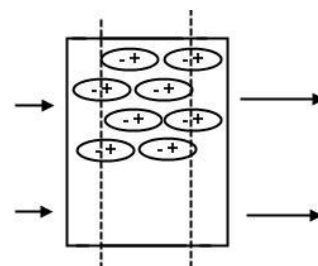
Это различие объясняется тем, что, например, в металлах отрицательный заряд существует в подвижном состоянии – в виде свободных электронов, которые могут перемещаться на значительные расстояния. Поэтому индукционные заряды в металлах (и других проводниках) можно отделить друг от друга. В диэлектриках же заряды обоих знаков связаны друг с другом и могут только смещаться на малые расстояния в пределах одной молекулы.

В различных диэлектриках поляризация происходит по-разному. Многие диэлектрики (например,  $N_2$ ) состоят из неполярных атомов или молекул. В них внутримолекулярные заряды расположены симметрично, так что центр положительно заряженного ядра совпадает с центром электрического заряда электронной оболочки. Во внешнем электрическом поле центр оболочки смещается относительно положительно заряженного ядра, т.к. силы, действующие на ядро и на электронную оболочку со стороны внешнего поля, противоположно направлены. В результате смещения центра отрицательного заряда относительно центра положительного заряда



атом становится диполем, и, следовательно, приобретает определенный электрический дипольный момент:  $\vec{p} = q\vec{l}$ . Здесь, как и прежде, вектор смещения  $\vec{l}$  считается направленным от отрицательного заряда к положительному. Очевидно, что  $|\vec{l}|$ , и, следовательно,  $|\vec{p}|$  будут тем больше,

чем больше  $|\vec{E}|$ . Причём эти индцированные внешним электрическим полем диполи расположены вдоль его линий напряженности, и у всех таких диполей отрицательно заряженные концы обращены к той поверхности, в которую эти линии напряженности входят. В результате на поверхностях образца остаются не скомпенсированные заряды



концов крайних диполей. Они и образуют поляризационные заряды, которые создают поле, напряженность которого уменьшает полное поле внутри диэлектрика, а также может искажать поле вне диэлектрика. Рассмотренный механизм **электронной поляризации** является универсальным, так как смещение электронных оболочек происходит в атомах, молекулах или ионах

любого диэлектрика. Он является одной из разновидностей так называемой **деформационной поляризуемости**.

Другой разновидностью деформационной поляризуемости является **ионная поляризация**. Кристаллические решетки многих ионных диэлектриков типа  $NaCl$  можно рассматривать как состоящие из двух вставленных одна в другую подрешеток, каждая из которых образована ионами одного знака. В отсутствие электрического поля каждая кристаллическая ячейка и кристалл в целом нейтральны и неполярны. Во внешнем электрическом поле ионы подрешеток смещаются друг относительно друга в противоположенных направлениях, вследствие чего на противоположенных гранях кристалла будут преобладать положительные и отрицательные ионы, т.е. кристалл в целом поляризуется. Ионная поляризация в чистом виде не наблюдается, ей всегда сопутствует электронная поляризация.

Многие диэлектрики (например, вода или соляная кислота) образованы из молекул, каждая из которых является электрическим диполем. Такие молекулы и образованные ими диэлектрики называют **полярными**. При отсутствии внешнего электрического поля молекулярные диполи из-за теплового движения расположены хаотично, взаимно компенсируя друг друга. Когда полярный диэлектрик попадает в электрическое поле, происходит поворот его молекулярных диполей – они стремятся расположиться “по полю”. Но этому препятствует тепловое движение. В результате система полярных молекул в среднем приобретает некоторую преимущественную ориентацию, и диэлектрик в целом поляризуется. При этом, как нетрудно понять, разброс диполей по направлению будет тем меньше, чем сильнее внешнее электрическое поле, и, следовательно, в более сильном электрическом поле диэлектрик будет поляризоваться сильнее. Такой механизм поляризации называется **ориентационным**.

По мере увеличения напряженности электрического поля в принципе может быть достигнуто такое состояние, при котором практически все молекулярные диполи будут ориентированы по полю, то есть наступит *насыщение ориентационной поляризации*. Однако реально насыщение никогда не наступает: для этого необходимы очень сильные поля напряженностью  $10^{10}$  –  $10^{12}$  В/м, и поэтому гораздо раньше наступает электрический пробой диэлектрика.

Электронная и ионная поляризуемости от температуры не зависят. А ориентационная поляризуемость вещества в одном и том же агрегатном состоянии убывает с ростом температуры. Это связано с тем, что повышение температуры усиливает хаотическое движение частиц вещества, тем самым препятствуя ориентации молекулярных диполей в электрическом поле. Вместе с тем, ориентационная поляризуемость в кристаллическом состоянии (то есть при относительно низких температурах) обычно существенно меньше, чем в жидком. Это объясняется тем, что в твердом теле осуществить поворот полярных молекул значительно труднее, чем в жидком.