

Лекция 23

Тема: Электростатическое поле в диэлектрической среде.

Поляризованность. Электрическое смещение. Проводники в электростатическом поле.

Диэлектрик (как и всякое вещество) состоит из атомов и молекул. Так как положительный заряд всех ядер молекулы равен суммарному заряду электронов, то молекула в целом электрически нейтральна. Если заменить положительные заряды ядер молекул суммарным зарядом $+Q$, находящимся в центре «тяжести» положительных зарядов, а заряд всех электронов — суммарным отрицательным зарядом $-Q$, находящимся в центре «тяжести» отрицательных зарядов, то молекулу можно рассматривать как электрический диполь с электрическим моментом, определяемым формулой

$$(\mathbf{p} = |Q|l,).$$

Первую группу диэлектриков (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 , CH_4 , ...) составляют вещества, молекулы которых имеют симметричное строение, т. е. центры «тяжести» положительных и отрицательных зарядов в отсутствие внешнего электрического поля совпадают и, следовательно, дипольный момент молекулы \mathbf{p} равен нулю. **Молекулы** таких диэлектриков называются **неполярными**. Под действием внешнего электрического поля заряды неполярных молекул смещаются в противоположные стороны (положительные по полю, отрицательные против поля) и молекула приобретает дипольный момент. Вторую группу диэлектриков (H_2O , NH_3 , SO_2 , CO , ...) составляют вещества, молекулы которых имеют асимметричное строение, т. е. центры «тяжести» положительных и отрицательных зарядов не совпадают. Таким образом, эти молекулы в отсутствие внешнего электрического поля обладают дипольным моментом.

Молекулы таких диэлектриков называются **полярными**. При отсутствии внешнего поля, однако, дипольные моменты полярных молекул вследствие теплового движения ориентированы в пространстве хаотично и их результирующий момент равен нулю. Если такой диэлектрик поместить во внешнее поле, то силы этого поля будут стремиться повернуть диполи вдоль поля и возникает отличный от нуля результирующий момент.

Третью группу диэлектриков (NaCl, KCl, KBr, ...) составляют вещества, молекулы которых имеют ионное строение. Ионные кристаллы представляют собой пространственные решетки с правильным чередованием ионов разных знаков. В этих кристаллах нельзя выделить отдельные молекулы, а рассматривать их можно как систему двух вдвинутых одна в другую ионных подрешеток. При наложении на ионный кристалл электрического поля происходит некоторая деформация кристаллической решетки или относительное смещение подрешеток, приводящее к возникновению дипольных моментов.

Таким образом, внесение всех трех групп диэлектриков во внешнее электрическое поле приводит к возникновению отличного от нуля результирующего электрического момента диэлектрика, или, иными словами, к поляризации диэлектрика. **Поляризацией** диэлектрика называется процесс ориентации диполей или появления под воздействием внешнего электрического поля ориентированных по полю диполей.

Соответственно трем группам диэлектриков различают три вида поляризации:

электронная, или деформационная, поляризация диэлектрика с неполярными молекулами, заключающаяся в возникновении у атомов индуцированного дипольного момента за счет деформации электронных орбит;

ориентационная, или дипольная, поляризация диэлектрика с полярными молекулами, заключающаяся в ориентации имеющихся дипольных моментов молекул по полю. Естественно, что тепловое движение препятствует полной ориентации молекул, но в результате совместного действия обоих факторов (электрическое поле и тепловое движение) возникает преимущественная ориентация дипольных моментов молекул по полю. Эта ориентация тем сильнее, чем больше напряженность электрического поля и ниже температура;

ионная поляризация диэлектриков с ионными кристаллическими решетками, заключающаяся в смещении подрешетки положительных ионов вдоль поля, а отрицательных — против поля, приводящем к возникновению дипольных моментов.

При помещении диэлектрика во внешнее электрическое поле он поляризуется, т. е. приобретает отличный от нуля дипольный момент

$$\mathbf{p}_V = \sum_i \mathbf{p}_i,$$

где \mathbf{p}_i — дипольный момент одной молекулы. Для количественного описания поляризации диэлектрика пользуются векторной величиной — **поляризованностью**, определяемой как дипольный момент единицы объема диэлектрика:

$$\mathbf{P} = \mathbf{p}_V / V = \sum \mathbf{p}_i / V$$

Из опыта следует, что для большого класса диэлектриков (за исключением сегнетоэлектриков, см. § 91) поляризованность \mathbf{P} линейно зависит от напряженности поля \mathbf{E} . Если диэлектрик изотропный и \mathbf{E} не слишком велико, то

$$\mathbf{P} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E},$$

(2)

где ϵ — **диэлектрическая восприимчивость вещества**, характеризующая свойства диэлектрика ϵ — величина безразмерная; притом всегда $\epsilon > 0$ и для большинства диэлектриков (твердых и жидких) составляет несколько единиц (хотя, например, для спирта $\epsilon \approx 25$, для воды $\epsilon = 80$).

Для установления количественных закономерностей поля в диэлектрике внесем в однородное внешнее электрическое поле E_0 (создается двумя бесконечными параллельными разноименно заряженными плоскостями) пластинку из однородного диэлектрика, расположив ее так, как показано на рис. 1. Под действием поля диэлектрик поляризуется, т. е. происходит смещение зарядов: положительные смещаются по полю, отрицательные — против поля. В результате этого на правой грани диэлектрика, обращенного к отрицательной плоскости, будет избыток положительного заряда с поверхностной плотностью $+\sigma'$, на левой — отрицательного заряда с поверхностной плотностью $-\sigma'$. Эти нескомпенсированные заряды, появляющиеся в результате поляризации диэлектрика, называются *связанными*. Так как их поверхностная плотность σ' меньше плотности σ свободных зарядов плоскостей, то не все поле E компенсируется полем зарядов диэлектрика: часть линий напряженности пройдет сквозь диэлектрик, другая же часть — обрывается на связанных зарядах. Следовательно, поляризация диэлектрика вызывает уменьшение в нем поля по сравнению с первоначальным внешним полем. Вне диэлектрика $E = E_0$. Таким образом, появление связанных зарядов приводит к возникновению дополнительного электрического поля E' (поля, создаваемого связанными зарядами), которое направлено против внешнего поля E_0 (поля, создаваемого свободными зарядами) и ослабляет его. Результирующее поле внутри диэлектрика

$$E = E_0 - E'.$$

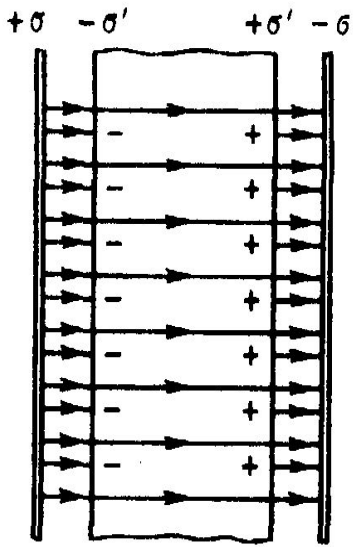


Рисунок 1.

Поле $E' = \sigma' / \epsilon_0$ (поле, созданное двумя бесконечными заряженными плоскостями; см. формулу ($E = \sigma / \epsilon_0$)), поэтому

$$E = E_0 - (\sigma') / \epsilon_0.$$

Определим поверхностную плотность связанных зарядов σ' . По (1), полный дипольный момент пластинки диэлектрика $p_V = PV = PSd$, где S — площадь грани пластинки, d — ее толщина. С другой стороны, полный дипольный момент, согласно (80.3), равен произведению связанного заряда каждой грани $Q' = \sigma' S$ на расстояние d между ними, т. е. $p_V = \sigma' Sd$. Таким образом, $PSd = \sigma' Sd$, или

$$\sigma' = P, \quad (4)$$

т. е. поверхностная плотность связанных зарядов σ' равна поляризованности P . Подставив в (3) выражения (4) и (2), получим

$$E = E_0 - \alpha E,$$

откуда напряженность результирующего поля внутри диэлектрика равна

$$E = E_0 / (1 + \alpha) = E_0 / \epsilon \quad (5)$$

Безразмерная величина

$$\epsilon = 1 + \alpha \quad (6)$$

называется **диэлектрической проницаемостью среды**. Сравнивая (5) и (6), видим, что ε показывает, во сколько раз поле ослабляется диэлектриком, и характеризует количественно свойство диэлектрика поляризоваться в электрическом поле.

Напряженность электростатического поля, согласно (88.5), зависит от свойств среды: в однородной изотропной среде напряженность поля E обратно пропорциональна ε . Вектор напряженности E , переходя через границу диэлектриков, претерпевает скачкообразное изменение, создавая тем самым неудобства при расчетах электростатических полей. Поэтому оказалось необходимым помимо вектора напряженности характеризовать поле еще **вектором электрического смещения**, который для электрически изотропной среды, по определению, равен

$$(7) \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}.$$

Используя формулы (88.6) и (88.2), вектор электрического смещения можно выразить как

$$(8) \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}.$$

Единица электрического смещения — кулон на метр в квадрате (Кл/м²).

Рассмотрим, с чем можно связать вектор электрического смещения. Связанные заряды появляются в диэлектрике при наличии внешнего электростатического поля, создаваемого системой свободных электрических зарядов, т. е. в диэлектрике на электростатическое поле свободных зарядов накладывается дополнительное поле связанных зарядов.

Результирующее поле в диэлектрике описывается вектором напряженности \mathbf{E} , и потому он зависит от свойств диэлектрика. Вектором \mathbf{D} описывается электростатическое поле, создаваемое *свободными зарядами*. Связанные заряды, возникающие в диэлектрике, могут вызвать, однако, перераспределение свободных зарядов, создающих поле. Поэтому вектор \mathbf{D} характеризует электростатическое поле, создаваемое *свободными зарядами* (т. е. в вакууме), но при таком их распределении в пространстве, какое имеется *при наличии диэлектрика*.

Аналогично, как и поле \mathbf{E} , поле \mathbf{D} изображается с помощью **линий электрического смещения**, направление и густота которых определяются точно так же, как и для линий напряженности (см. §79).

Линии вектора \mathbf{E} могут начинаться и заканчиваться на любых зарядах — свободных и связанных, в то время как линии вектора \mathbf{D} — только на свободных зарядах. Через области поля, где находятся связанные заряды, линии вектора \mathbf{D} проходят не прерываясь.

Для произвольной замкнутой поверхности $\Phi_D = \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S D_n dS$, поток вектора \mathbf{D} сквозь эту поверхность

где D_n — проекция вектора \mathbf{D} на нормаль n к площадке dS .

Если поместить проводник во внешнее электростатическое поле или его зарядить, то на заряды проводника будет действовать электростатическое поле, в результате чего они начнут перемещаться. Перемещение зарядов (ток) продолжается до тех пор, пока не установится равновесное распределение зарядов, при котором электростатическое поле внутри проводника обращается в нуль. Это происходит в течение очень короткого времени. В самом деле, если бы поле не было равно нулю, то в проводнике возникло бы упорядоченное движение зарядов без затраты энергии от внешнего источника, что противоречит закону сохранения энергии. Итак, напряженность поля во всех точках внутри проводника равна нулю:

$$\mathbf{E} = 0.$$

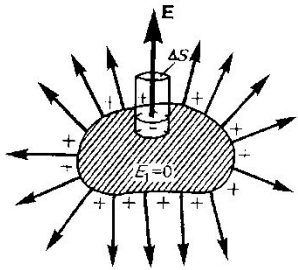
Отсутствие поля внутри проводника означает, согласно (85.2), что потенциал во всех точках внутри проводника постоянен ($\phi = \text{const}$), т. е. поверхность проводника в электростатическом поле является *эквипотенциальной* (см. § 85). Отсюда же следует, что вектор напряженности поля на внешней поверхности проводника направлен по нормали к каждой точке его поверхности. Если бы это было не так, то под действием касательной составляющей \mathbf{E} заряды начали бы по поверхности проводника перемещаться, что, в свою очередь, противоречило бы равновесному распределению зарядов.

Если проводнику сообщить некоторый заряд Q , то нескомпенсированные заряды располагаются *только на поверхности* проводника. Это следует непосредственно из теоремы Гаусса (89.3), согласно которой заряд Q , находящийся внутри проводника в некотором объеме, ограниченном произвольной замкнутой поверхностью, равен

$$Q = \oint_S \mathbf{D} \, d\mathbf{S} = \oint_S D_n \, dS = 0,$$

так как во всех точках внутри поверхности $D=0$.

Найдем взаимосвязь между напряженностью E поля вблизи поверхности заряженного проводника и поверхностной плотностью σ зарядов на его поверхности. Для этого применим теорему Гаусса к бесконечно малому цилиндру с основаниями ΔS , пересекающему границу проводник — диэлектрик. Ось цилиндра ориентирована вдоль вектора \mathbf{E} (рис. 2). Поток



вектора электрического смещения через внутреннюю часть цилиндрической поверхности равен нулю, так как внутри проводника \mathbf{E}_1 (а следовательно, и \mathbf{D}_1) равен нулю, поэтому поток вектора \mathbf{D} сквозь замкнутую цилиндрическую поверхность определяется только потоком сквозь наружное основание цилиндра. Согласно теореме Гаусса (89.3), этот

Рисунок 2

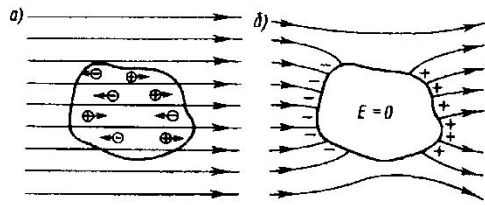
поток ($D\Delta S$) равен сумме зарядов ($Q=\sigma\Delta S$), охватываемых поверхностью: $D\Delta S=\sigma\Delta S$ т.е.

$$\mathbf{D} = \sigma \quad (9)$$

или

$$\mathbf{E} = \sigma / (\epsilon_0 \epsilon), \quad (10)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей проводник. Таким образом, напряженность электростатического поля у поверхности проводника определяется поверхностной плотностью зарядов. Можно показать, что соотношение (9.2) задает напряженность электростатического поля вблизи поверхности проводника *любой формы*. Если во внешнее электростатическое поле внести нейтральный проводник, то свободные заряды (электроны, ионы) будут перемещаться:



полою, отрицательные — против поля (рис. 3, а). На одном конце проводника будет скапливаться избыток положительного заряда, на другом — избыток отрицательного. Эти заряды называются **индуцированными**. Процесс будет происходить до

Рисунок 3 тех пор, пока напряженность поля внутри проводника не станет равной нулю, а линии напряженности вне проводника — перпендикулярными его поверхности (рис. 3, б). Таким образом, нейтральный проводник, внесенный в электростатическое поле, разрывает часть линий напряженности; они заканчиваются на отрицательных индуцированных зарядах и вновь начинаются на положительных. Индуцированные заряды распределяются на внешней поверхности проводника.

Явление перераспределения поверхностных зарядов на проводнике во внешнем электростатическом поле называется **электростатической индукцией**.

Из рис. 3, б следует, что индуцированные заряды появляются на проводнике вследствие *смещения* их под действием поля, т. е. σ является поверхностной плотностью смещенных зарядов. По (92.1), электрическое смещение D вблизи проводника численно равно поверхностной плотности смещенных зарядов. Поэтому вектор D получил название вектора электрического смещения.

Так как в состоянии равновесия внутри проводника заряды отсутствуют, то создание внутри него полости не повлияет на конфигурацию расположения зарядов и тем самым на электростатическое поле. Следовательно, внутри полости поле будет отсутствовать. Если теперь этот проводник с полостью заземлить, то потенциал во всех точках полости будет нулевым, т. е. полость полностью изолирована от влияния внешних электростатических полей. На этом основана **электростатическая защита** — экранирование тел, например измерительных приборов, от влияния внешних электростатических полей. Вместо сплошного проводника для защиты может быть использована густая металлическая сетка, которая, кстати, является эффективной при наличии не только постоянных, но и переменных электрических полей.

Свойство зарядов располагаться на внешней поверхности проводника используется для устройства **электростатических генераторов**, предназначенных для накопления больших зарядов и достижения разности потенциалов в несколько миллионов вольт. Электростатический генератор, изобретенный американским физиком Р. Ван-де-Граафом (1901—1967), состоит из шарообразного полого проводника *1* (рис. 4), укрепленного на

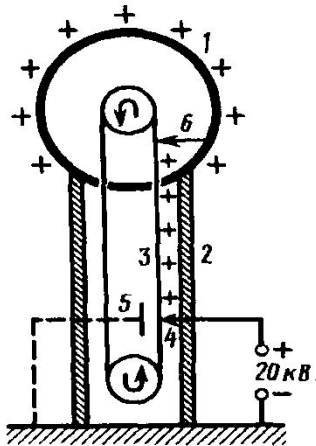


Рисунок 4

изоляторах *2*. Движущаяся замкнутая лента *3* из прорезиненной ткани заряжается от источника напряжения с помощью системы остриев *4*, соединенных с одним из полюсов источника, второй полюс которого заземлен. Заземленная пластина *5* усиливает стекание зарядов с остриев на ленту. Другая система остриев *6* снимает заряды с ленты и передает их полую шару, и они переходят на его внешнюю поверхность. Таким образом, сфере передается постепенно большой заряд и удается

достичь разности потенциалов в несколько миллионов вольт. Электростатические генераторы применяются в высоковольтных ускорителях заряженных частиц, а также в слаботочной высоковольтной технике.