

полости внутри проводника. Заметим, что, как правило, достаточной электростатической защитой являются не только сплошные

металлические стенки полости, но и замкнутые экраны из густой металлической сетки.

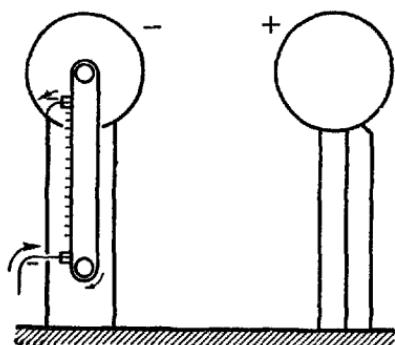


Рис. 1.40.

Если поместить на внутреннюю поверхность полого проводника электрический заряд, то этот заряд немедленно перейдет на наружную поверхность проводника, повышая потенциал последнего. Этим пользуются в электростатических генераторах, применяемых в ядерной технике. На рис. 1.40 изображен схематический разрез генератора Ван-де-Граафа. Электрический заряд передается бесконечной непроводящей ленте, переносящей его внутрь большой металлической сферы. Там заряд снимается и переходит на наружную поверхность проводника. Таким образом удается постепенно сообщить сфере очень большой заряд и достигнуть разности потенциалов в несколько миллионов вольт.

§ 10. Диэлектрики в электростатическом поле

В идеальном диэлектрике нет свободных зарядов, способных под действием электрического поля перемещаться через весь диэлектрик. Атомы и молекулы диэлектрика содержат равные количества положительных и отрицательных микроскопических зарядов и в целом электрически нейтральны. Как указывалось выше, в § 4, электрические поля, определяющие взаимодействие микроскопических зарядов, имеют внутри атомов величину порядка

$$10^{11} \text{ н/к} = 10^{11} \text{ дж/к} \cdot \text{м} = 10^{11} \text{ в/м}$$

и во много раз превышают величину максимальных достижимых на практике макроскопических полей ($\sim 10^7 \text{ в/м}$). Этим объясняется высокая устойчивость атомов и молекул во внешних электрических полях и относительно слабое воздействие этих полей на стационарное распределение зарядов внутри атома.

Характер этого воздействия зависит от конкретного строения тела. В зависимости от строения мы можем разделить все диэлектрические вещества на три большие группы.

1. К первой группе принадлежат диэлектрики, у которых «центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов совпадают. Таковы, например, парафин, бензол и ряд других углеводородов,

газообразные водород, азот и др. Молекулы таких диэлектриков в отсутствие внешнего электрического поля не обладают дипольным моментом (рис. 1.41, а). Во внешнем поле «центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов молекулы смещаются в противоположные стороны на некоторое расстояние l , малое по сравнению с размерами молекулы (рис. 1.41, б). Каждая молекула при этом приобретает дипольный электрический момент

$$p = ql, \quad (10.1)$$

величина которого в первом приближении прямо пропорциональна приложенному полю E . При снятии внешнего поля молекулы возвращаются в первоначальное состояние и дипольный момент обращается в нуль. Подобные диполи называются «упругими».

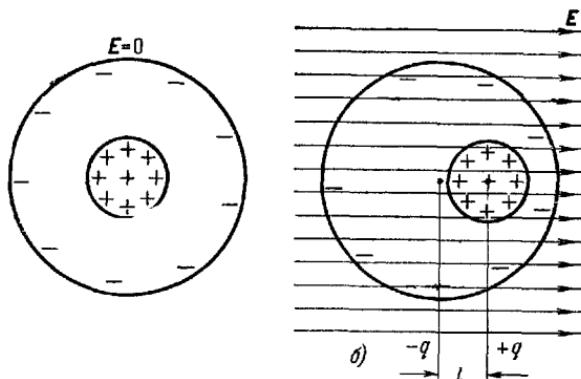


Рис. 1.41.

2. Вторую группу диэлектриков составляют такие вещества, как вода, нитробензол и др., молекулы которых имеют асимметричное строение. При этом «центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов молекулы не совпадают друг с другом и молекула представляет собой «жесткий» диполь даже в отсутствие внешнего поля.

Численная величина дипольного момента таких полярных молекул обычно имеет порядок

$$p = ql \approx 10^{-19} \text{ к} \cdot 10^{-10} \text{ м} = 10^{-29} \text{ к} \cdot \text{м},$$

или, что то же самое,

$$p \approx 10^{-29} \text{ СГС}.$$

При отсутствии внешнего поля ($E=0$) дипольные моменты отдельных молекул вследствие теплового движения в каждый данный момент времени ориентированы в пространстве хаотично. Среднее

значение проекции вектора \mathbf{p} на любое направление при этом тождественно равно нулю ($\bar{p}_x = 0$), и диэлектрик в целом дипольным моментом не обладает.

При помещении такого диэлектрика в однородное внешнее поле на каждый жесткий диполь будут действовать электрические силы, стремящиеся повернуть его вдоль поля. Вращательный момент возникающей пары сил (рис. 1.42) будет равен

$$M_{Bp} = Fh = qEl \sin \alpha = qlE \sin \alpha = pE \sin (\hat{\mathbf{p}}, \mathbf{E}). \quad (10.2)$$

С другой стороны, хаотическое тепловое движение препятствует ориентации диполей по полю и вновь располагает жесткие диполи под самыми различными углами α к направлению поля. В результате этих противоположных воздействий среднее значение проекции дипольного момента молекулы на направление поля $p_E = p \cos \alpha$ станет не равным нулю. Величина p_E будет в первом приближении прямо пропорциональна напряженности поля E и обратно пропорциональна абсолютной температуре

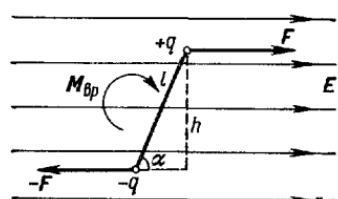


Рис. 1.42

T. Весь диэлектрик в целом будет обладать дипольным моментом, направленным вдоль внешнего поля E .

3. К третьей группе относятся кристаллические диэлектрики, имеющие ионное строение (хлористый натрий, хлористый калий и др.). При внесении их в электрическое поле происходит некоторое небольшое смещение положительных ионов кристаллической решетки по полю, а отрицательных — против поля. Такой диэлектрик в целом также будет обладать дипольным моментом, направленным вдоль внешнего поля и пропорциональным величине последнего.

Как мы видим, во всех перечисленных группах диэлектриков при внесении их во внешнее электрическое поле происходит изменение состояния, называемое поляризацией диэлектрика, которое заключается в том, что весь объем диэлектрика приобретает электрический момент.

Эта поляризация во всех случаях приводит к уменьшению напряженности поля, создаваемого внешними зарядами в диэлектрике. Выше, в § 4, это ослабление электрического поля в диэлектрике мы характеризовали величиной диэлектрической проницаемости ϵ . Если сила взаимодействия между зарядами в пустоте равна F_0 , а в диэлектрической среде F , то согласно закону Кулона

$$F = \frac{F_0}{\epsilon},$$

следовательно, напряженность поля в диэлектрике

$$E = \frac{E_0}{\epsilon}. \quad (10.3)$$

Очевидно, что значение величины ϵ зависит от строения и свойств молекул диэлектрика, а также от способности диэлектрика поляризоваться во внешнем электрическом поле.

Для установления количественных закономерностей поляризации мы рассмотрим случай простейшей геометрической конфигурации — диэлектрическую пластинку, заполняющую плоский конденсатор и находящуюся, следовательно, в практически однородном внешнем электрическом поле E_0 (см. рис. 1.43). В результате поляризации пластины приобретет дипольный момент P_v , являющийся суммой дипольных моментов p_i всех молекул диэлектрика в данном объеме:

$$P_v = \sum_i p_i. \quad (10.4)$$

Дипольный момент единицы объема, называемый вектором поляризации, очевидно, будет равен

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{P}_v}{V} = \frac{\sum_i \mathbf{p}_i}{Sd}, \quad (10.5)$$

где d — толщина пластины, S — площадь ее грани и $V = Sd$ — ее объем.

Вектор \mathbf{P} направлен вдоль электрического поля \mathbf{E} , в котором находится диэлектрик. Для не слишком сильных полей в соответствии с опытом можно принять, что величина вектора поляризации пропорциональна величине напряженности поля, т. е.

$$\mathbf{P} \sim \mathbf{E}. \quad (10.6)$$

В системе единиц Гаусса вектор поляризации имеет размерность $\frac{[\text{заряд}] \cdot [\text{длина}]}{[\text{объем}]} = \frac{[\text{заряд}]}{[\text{длина}]^2}$, совпадающую с размерностью напряженности поля, и коэффициент пропорциональности безразмерен. В системе СИ размерности $E \left(\frac{n}{\kappa} \right)$ и $P \left(\frac{\kappa}{m^2} = \frac{\kappa^2}{n \cdot m^2} \frac{n}{\kappa} \right)$ различны. Поэтому соотношение (10.6) принято писать в виде

$$P = \kappa \epsilon_0 E, \quad (10.7)$$

где безразмерный множитель κ называется диэлектрической восприимчивостью данного вещества и зависит от его строения.

В результате возникновения объемной поляризации на гранях диэлектрика, обращенных к пластинам конденсатора, концы молекулярных диполей окажутся некомпенсированными соседними

диполями, как это имеет место внутри диэлектрика. Поэтому, как изображено на рис. 1.43, на правой грани, обращенной к отрицательной пластине конденсатора, окажется избыток положительного заряда с некоторой поверхностной плотностью $+σ'$. На противоположной грани диэлектрика, обращенной к положительной пластине конденсатора, окажется избыток отрицательного заряда с такой же по абсолютной величине поверхностной плотностью $-σ'$.

Эти так называемые поляризационные, или связанные^{*)}, заряды не могут быть переданы соприкосновением другому телу без разрушения молекул диэлектрика, так как они обусловлены самими поляризованными молекулами.

Образование поляризационных зарядов приводит к возникновению дополнительного электрического поля E' . Как видно из рис. 1.43, внутри диэлектрика это дополнительное поле E' направлено против внешнего поля E_0 и ослабляет последнее. Поэтому результирующее электрическое поле E внутри диэлектрика равно

$$E = E_0 - E'. \quad (10.8)$$

Рис. 1.43.

Дополнительное поле E' может быть рассчитано как поле, созданное двумя плоскими гранями диэлектрика, равномерно покрытыми поляризационными зарядами с поверхностной плотностью $\pm σ'$. Тогда согласно (7.18) $E' = \frac{k_0}{\epsilon_0} 4πσ'$ и

$$E = E_0 - \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 4πσ'. \quad (10.9)$$

Для выяснения величины поверхностной плотности поляризационных зарядов $σ'$ свяжем последнюю с величиной вектора поляризации P . Согласно (10.5) полный дипольный момент пластины диэлектрика равен

$$P_v = PV = PSd. \quad (10.10)$$

С другой стороны, тот же дипольный момент по определению (4.7) должен равняться произведению величины поляризационного заряда каждой грани $q' = σ'S$ на расстояние между зарядами, т. е. на толщину пластины d :

$$P_v = σ'Sd. \quad (10.11)$$

^{*)} Иногда их называют еще фиктивными.

Сравнивая (10.10) и (10.11), мы видим, что поверхностная плотность поляризационных зарядов σ' численно равна величине вектора поляризации диэлектрика P . Подставляя это значение σ' в (10.9) и используя соотношение (10.7), получим

$$E = E_0 - \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 4\pi P = E_0 - 4\pi k_0 \chi E. \quad (10.12)$$

Из (10.12) можно найти искомую величину результирующего электрического поля E внутри диэлектрика:

$$E = \frac{E_0}{1 + 4\pi k_0 \chi}. \quad (10.13)$$

Сопоставляя (10.13) с (10.3), мы можем выразить относительную диэлектрическую проницаемость среды через электрическую восприимчивость диэлектрика:

$$\epsilon = 1 + k_0 \cdot 4\pi \chi. \quad (10.14)$$

В системе Гаусса $k_0 = 1$, $\epsilon_0 = 1$ и

$$\epsilon = 1 + 4\pi \chi_{rc}. \quad (10.14a)$$

В системе СИ $k_0 = 1/4\pi$ и

$$\epsilon = 1 + \chi_{ci}. \quad (10.14b)$$

Ввиду так называемой рационализации записи электростатических формул в системе СИ численное значение диэлектрической восприимчивости χ в ней будет в 4π раз больше, чем в системе СГС.

Из рассмотренного выше механизма поляризации диэлектриков следует, что вектор поляризации P всегда направлен вдоль реального поля E . Следовательно, электрическая восприимчивость χ всегда положительна ($\chi > 0$) и $\epsilon > 1$. В газах поляризация отдельных молекул происходит независимо друг от друга и χ прямо пропорциональна плотности газа. У диэлектриков с жесткими диполями ориентационная поляризация и восприимчивость, как уже указывалось выше, обратно пропорциональны абсолютной температуре.

Особую группу диэлектриков составляют так называемые сегнетоэлектрики, нашедшие в последнее время широкое практическое применение. Свое название они получили по имени типичного представителя этой группы — сегнетовой соли (двойной натриево-калиевой соли виннокаменной кислоты), поляризационные характеристики которой были подробно изучены советскими физиками И. В. Курчатовым, П. П. Кобеко и др.

В кристаллах сегнетоэлектриков самопроизвольно возникают макроскопические области, в которых дипольные моменты отдельных молекул ориентированы одинаково и при отсутствии внешнего электрического поля. При этом в каждой соседней области эта

ориентация различна, и кристалл в целом дипольным моментом не обладает (рис. 1.44).

При внесении сегнетоэлектрика во внешнее электрическое поле начинают ориентироваться по полю сразу целые поляризованные области. Поэтому даже в слабых электрических полях такой диэлектрик обладает высокой диэлектрической проницаемостью ϵ , достигающей нескольких тысяч.

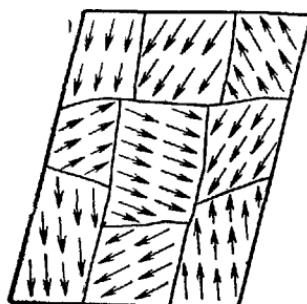


Рис. 1.44.

При нагревании сегнетоэлектрика области самопроизвольной поляризации при некоторой температуре разрушаются и диэлектрическая проницаемость ϵ падает до обычных значений порядка нескольких десятков. У сегнетовой соли эта критическая температура сравнительно низка, около $+25^{\circ}\text{C}$. От подобного недостатка свободен изученный советским физиком Б. М. Вулом новый сегнетоэлектрик — титанат бария, обладающий высокой диэлектрической проницаемостью в широком интервале температур. Оказалось, что титанат бария является представителем целой группы новых сегнетоэлектриков, имеющих близкое строение и обладающих рядом технически важных свойств.

Деформация электронных орбит в атомах при помещении диэлектрика во внешнее электрическое поле, т. е. образование упругих диполей, происходит во всех случаях. Однако благодаря большой устойчивости внутриатомных движений эти деформации весьма малы, не изменяют существенным образом строения всего диэлектрика, а обусловленная ими электрическая поляризация при наличии жестких диполей является лишь небольшой добавкой к ориентационной поляризации последних (повороту по полю).

В некоторых твердых диэлектриках, построенных определенным образом из полярных молекул (жестких диполей), было обнаружено интересное явление, получившее название пьезоэлектричества. Если кристалл такого вещества подвергнуть упругой деформации, например растяжению (рис. 1.45, а) или сжатию (рис. 1.45, б), то составляющие его молекулярные диполи могут определенным образом поворачиваться и изменять поляризацию кристалла. При

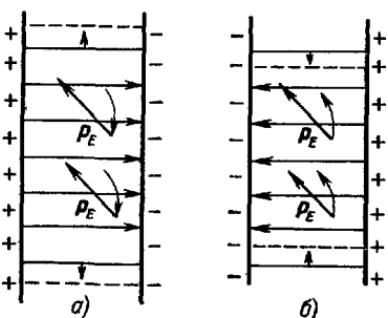


Рис. 1.45.

в этом на противоположных гранях кристалла появляются связанные заряды, создающие электрическое поле и разность потенциалов между этими гранями. При переходе от растяжения к сжатию и обратно меняется знак поляризации и возникающей разности потенциалов.

В подобных кристаллах обязательно наблюдается и обратный пьезоэлектрический эффект: если к кристаллу приложить внешнюю разность потенциалов, то, как, например, изображено на рис. 1.46, вследствие поворота диполей будут наблюдаться деформации растяжения или сжатия.

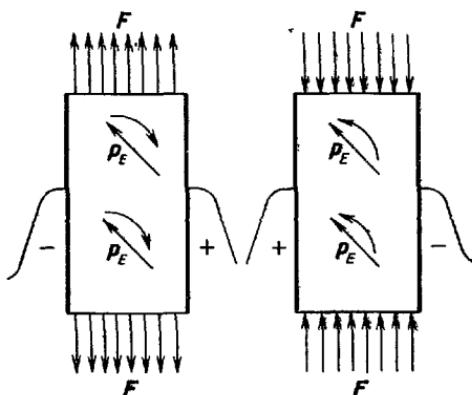


Рис. 1.46.

На рис. 1.45 и 1.46 изображены случаи, когда кристалл вырезан так, что электрическое поле и деформация взаимно перпендикулярны. Можно создать такую ориентацию кристаллических осей, что электрическое поле и деформация будут параллельны друг другу. Кроме того, в третьей группе диэлектриков (стр. 66), имеющих ионное строение, есть такие, у которых положительные и отрицательные ионы в электрическом поле решетки смещаются в противоположных направлениях, создавая общую деформацию всего кристалла.

Изменение размеров тел под действием внешнего электрического поля в общем случае называется электрострикцией. При взаимном смещении противоположно заряженных элементов тела во внешнем поле электрострикция будет происходить независимо от направления поля.

Пьезоэлектрические и электрострикционные свойства кристаллов кварца, сегнетовой соли, титаната бария и некоторых других диэлектриков широко используются в так называемых электроакустических приборах для преобразования механических (звуковых и

ультразвуковых) колебаний в электрические и обратно. Пьезоэлектрические датчики позволяют регистрировать деформации, толчки, преобразовывая их в электрические импульсы, которые передаются на большие расстояния к записывающим электрическим приборам.

Русский ученый Эпинус в 1757 г. обнаружил еще одно интересное свойство некоторых твердых диэлектриков. Оказалось, что в кристалле турмалина молекулярные диполи все направлены вдоль одной из его кристаллографических осей. Такой кристалл в целом всегда поляризован даже в отсутствие внешнего электрического поля, до некоторой степени аналогично тому, как кусок железа сохраняет свое намагничивание в отсутствие внешнего магнитного поля.

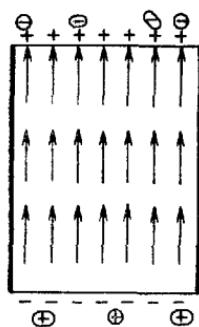


Рис. 1.47

Поляризационные заряды, находящиеся на противоположных гранях кристалла турмалина, притягивают находящиеся в воздухе в небольших количествах зарженные пылинки и ионы. Прилипая к граням кристалла (рис. 1.47), эти пылинки и ионы постепенно нейтрализуют поляризационные заряды и уничтожают поле поляризованного кристалла.

- Однако если такой кристалл нагреть, то вследствие теплового расширения поляризация единицы объема — вектор \mathbf{P} — уменьшится и компенсация поляризационного заряда адсорбированными ионами и пылинками нарушится. Это изменение поляризации $\Delta \mathbf{P}(T)$ можно обнаружить по создаваемому им электрическому полю. Подобное явление зависимости естественной поляризации кристаллов от температуры называется пироэлектричеством.

Пироэлектрическими свойствами обладают лишь некоторые вещества, кристаллизующиеся в так называемой триклиновой кристаллографической системе, обладающей весьма низкой пространственной симметрией.

§ 11. Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

В предыдущем параграфе мы рассмотрели пример плоскопараллельной пластины из диэлектрика, помещенной в однородное внешнее поле E_0 (см. рис. 1.43). Эта пластина поляризовалась и приобретала дипольный момент единицы объема P . Дополнительное поле, создаваемое поляризованной пластиной, можно было рассчитывать, как поле плоского конденсатора с поверхностной плотностью заряда $\sigma' = \pm P$.

В соответствии с (7.15) и (7.18) напряженность поля равна нулю вне диэлектрической пластины, а внутри нее, учитывая направление