

электрически нейтральный  $\gamma$ -квант вблизи тяжелого ядра может превращаться в пару противоположно заряженных частиц — электрон и позитрон:

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+. \quad (3.14)$$

Ядра атомов состоят из протонов и нейтронов, которые способны при определенных условиях превращаться друг в друга как по реакции (3.13), так и в противоположном направлении, по реакции

$$p^+ \rightarrow n + e^+ + v, \quad (3.15)$$

где  $v$  — нейтрино, причем тяжелые частицы остаются внутри ядра, а легкие (электрон, позитрон, нейтрино и антинейтрино) вылетают за пределы атома.

Наконец, наряду с относительно тяжелыми ядерными частицами (нейтрон, протон) и легкими (электрон, позитрон, нейтрино, антинейтрино) в последние годы был обнаружен целый ряд неустойчивых частиц с различными массами, как промежуточными между массой электрона и массой протона (мезоны), так и с массами больше массы протона (гипероны). Существуют положительные, отрицательные и нейтральные мезоны и гипероны, причем электрически заряженные мезоны и гипероны имеют заряд, в точности равный элементарному заряду  $e = \pm 4,80 \cdot 10^{-10}$  СГС ед. заряда.

При взаимных превращениях различных элементарных частиц, примерами которых являются написанные выше реакции (3.12) — (3.15), происходит возникновение и исчезновение отдельных элементарных зарядов. Однако и в этих случаях, как при макроскопических процессах разделения зарядов, алгебраическая сумма зарядов исчезающих частиц равна алгебраической сумме зарядов возникающих частиц.

Таким образом, закон сохранения электрического заряда является совершенно универсальным, справедливым при всех макроскопических и микроскопических процессах. Сам же электрический заряд является одним из свойств элементарных частиц, у которых он может принимать лишь одно из трех значений:

$$e = \begin{cases} +4,80 \cdot 10^{-10} \text{ СГС ед. заряда,} \\ 0, \\ -4,80 \cdot 10^{-10} \text{ СГС ед. заряда.} \end{cases} \quad (3.16)$$

#### § 4. Электрическое поле в диэлектрике. Свободные и связанные заряды

Рассмотрим причины того, что наличие непроводящего вещества между электрическими зарядами уменьшает их взаимодействие, т. е. что напряженность электрического поля в среде оказывается меньшей, чем в вакууме.

Все тела (твердые, жидкие и газообразные) состоят из атомов и молекул. Последние представляют сложные системы электрических зарядов, хотя в целом электрически нейтральны. В некоторых телах часть микроскопических зарядов может свободно перемещаться

через все тело. Такие тела способны проводить электрический ток и называются проводниками электричества. В других телах свободные заряды отсутствуют, и все микроскопические заряды тесно связаны друг с другом и движутся вполне определенным образом. Такие тела не проводят электрического тока и называются диэлектриками, или изоляторами.

Подробнее к вопросу о свойствах проводников и диэлектриков и количественным закономерностям электрического поля в различных телах мы обратимся в следующих параграфах. Здесь же остановимся лишь на некоторых общих понятиях и явлениях.

Элементарные микроскопические заряды имеют величину  $e = 4,8 \cdot 10^{-19}$  СГС ед. заряда  $= 1,6 \cdot 10^{-19}$  к. При размерах атома  $r \sim 10^{-10}$  м напряженность электрического поля внутри атома в соответствии с (2.4а) имеет огромную величину, порядка

$$E = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{10^{-26}} 9 \cdot 10^9 = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ в/м}$$

во много раз превышающую достижимые в технике макроскопические поля, имеющие порядок  $10^7$  в/м.

Однако в целом диэлектрик нейтрален. В любом макроскопическом объеме, большом по сравнению с атомными размерами, суммарные величины всех положительных и отрицательных элементарных зарядов равны друг другу и их электрические поля в значительной степени взаимно компенсируются, весьма быстро убывая за пределами вещества.

Строго говоря, в точной микроскопической теории любое нейтральное вещество представляет собой огромное множество заряженных частиц, движущихся в вакууме. Истинное электрическое поле  $E_{\text{ист}}$ , создаваемое этими зарядами, весьма резко меняется от точки к точке и быстро колеблется с течением времени вследствие их движения.

Если поместить внутрь диэлектрика макроскопически малое (но большое по сравнению с атомными размерами) заряженное тело, то суммарная действующая на него сила будет определяться средним значением  $E_{\text{ист}}$  по всей макроскопически малой области, занимаемой телом. Благодаря большой (по сравнению с электронами и атомами) инертности макроскопически малого заряда очень быстрые колебания истинного поля не будут успевать сказываться на движении последнего. Воздействие поля на этот заряд будет определяться средним значением  $E_{\text{ист}}$  за макроскопически малый промежуток времени, достаточно большой по сравнению с периодами колебаний микроскопических зарядов.

Следовательно, макроскопическое поле  $E'$ , действующее на макроскопически малый заряд  $q'$ , есть среднее от истинного

микроскопического поля  $E_{\text{ист}}$ :

$$\bar{E}_{\text{ист}} = E'. \quad (4.1)$$

При отсутствии внешнего поля  $\bar{E}_{\text{ист}} = 0$ .

Внешнее поле  $E_0$  вызывает смещение микроскопических зарядов и появление поля  $\bar{E}_{\text{ист}} = E'$ . Следовательно, заряд в диэлектрике будет находиться под действием поля  $E = E_0 + E'$ , отличного от поля  $E_0$ . Это обстоятельство и учитывается введением диэлектрической проницаемости в закон Кулона.

Поместим пластину из диэлектрика во внешнее однородное электрическое поле  $E_0 = \text{const}$ , перпендикулярное к пластине, как это изображено на рис. 1.12. Выделим мысленно макроскопически малый объем  $v$  внутри пластины.

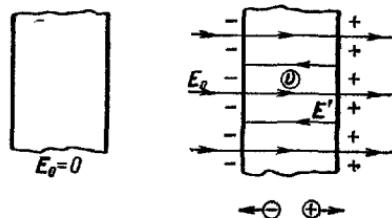


Рис. 1.12.

Под действием внешнего поля  $E_0$  микроскопические заряды в объеме  $v$  начнут смещаться: положительные по полю, а отрицательные — против поля (см. рис. 1.12). Микроскопические заряды, составляющие диэлектрик, связаны идерживаются друг около друга

весома большими внутренними силами, величина которых, как подсчитывалось выше, во много раз превышает внешнее поле  $E_0$ . Поэтому смещение зарядов внутри диэлектрика (так называемая поляризация диэлектрика) будет невелико, но тем значительнее, чем больше приложенное внешнее поле  $E_0$ .

При равномерном смещении всех зарядов суммарный заряд любого макроскопически малого элемента объема диэлектрика не изменится, т. е. останется равным нулю.

Подобная компенсация, однако, не будет иметь места на границах диэлектрика. Как видно из рис. 1.12, на правой границе диэлектрика возникает избыток положительного, а на левой границе — избыток отрицательного заряда. Эти поверхности заряды создают внутри диэлектрика дополнительное макроскопическое поле  $E'$ , линии которого направлены от плюса к минусу, т. е. против линий внешнего поля  $E_0$ . Таким образом, результирующее электрическое поле внутри диэлектрика  $E$  по величине будет равно разности

$$E = E_0 - E' < E_0 \quad (4.2)$$

и уменьшается по сравнению с тем полем  $E_0$ , которое было бы в данном месте в отсутствие диэлектрика.

Количественные закономерности, связывающие  $E'$  и  $E$  с  $E_0$ , будут разобраны ниже, в § 10. Здесь же ограничимся простыми

качественными соображениями. Очевидно, чем сильнее внешнее поле  $E_0$ , тем сильнее будут смещаться микроскопические заряды внутри диэлектрика и тем больше избыточных связанных зарядов появится на обеих поверхностях диэлектрической пластины. Будем считать, что величина этих зарядов пропорциональна полю  $E_0$ . Поскольку создаваемое ими дополнительное поле  $E'$  в свою очередь пропорционально величине этих зарядов (как это видно из разобранных выше примеров (2.2) и (2.13)), то должна соблюдаться пропорциональность

$$E' \sim E_0 \quad \text{и} \quad E = E_0 - E' \sim E_0. \quad (4.3)$$

Вводя соответствующий коэффициент пропорциональности, можно последнее соотношение записать в виде равенства

$$E = \frac{E_0}{\epsilon}, \quad (4.4)$$

откуда, учитывая (4.2), заключаем, что величина  $\epsilon$  должна быть больше единицы.

Именно это ослабленное поле и будет действовать на пробный заряд  $q'$ , помещенный в данную точку диэлектрика. Согласно (2.6)  $E=F$  при  $q'=+1$ , т. е. вектор напряженности электрического поля в данной точке численно равен силе, действующей на единичный пробный точечный положительный заряд, помещаемый в эту точку. Слово «точечный» при этом следует понимать макроскопически: пробный заряд должен быть мал по сравнению с расстояниями до других макроскопических зарядов, создающих внешнее поле  $E_0$ , но, с другой стороны, должен быть достаточно велик по сравнению с атомными размерами, так чтобы на него оказывало воздействие не истинное резко меняющееся микроскопическое поле  $E_{\text{ист}}$ , а усредненное макроскопическое поле  $E'$ .

Таким образом, диэлектрик в электрическом поле поляризуется и создает дополнительное поле  $E'$ , источниками которого являются связанные с диэлектриком микроскопические заряды разных знаков, смещенные в разные стороны и, следовательно, частично разделенные. В приведенном выше примере диэлектрической пластины в однородном внешнем поле связанные заряды концентрируются на ее границах. В более общем случае неоднородных полей и диэлектриков сложной конфигурации поляризация соседних объемов диэлектрика будет различной и связанные заряды будут распределяться не только по поверхности, но и по объему диэлектрика.