

Лекция 8

Условия на границе двух диэлектриков. Особенности поляризации твердых диэлектриков

Вопросы. Электрическое поле на границе раздела двух диэлектриков. Особенности поляризации твердых диэлектриков. Электреты. Пьезоэлектричество. Пироэлектрики. Сегнетоэлектрики.

8.1. Условия на границе двух диэлектриков

Где бы не находился диэлектрик, его поверхность всегда является границей раздела двух сред, либо диэлектрика и проводника, либо диэлектрика и вакуума, либо диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и диэлектрика с проницаемостью ϵ_2 . Рассмотрим границу раздела двух диэлектриков (рис. 8.1). Вектор

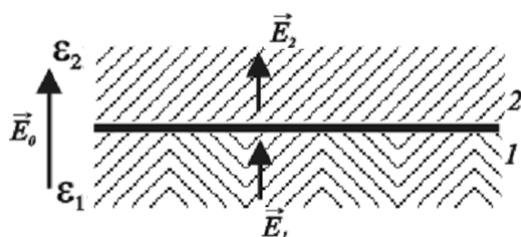


Рис. 8.1

напряженности электрического поля направлен перпендикулярно границе раздела диэлектриков из среды 1 в среду 2. Его модуль в вакууме равен E_0 , в среде 1 – $E_1 = \frac{E_0}{\epsilon_1}$,

в среде 2 – $E_2 = \frac{E_0}{\epsilon_2}$. Откуда следует

$$\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2. \quad (8.1)$$

Поскольку в рассматриваемом случае \vec{E}_1 и \vec{E}_2 перпендикулярны к границе раздела диэлектриков, в (8.1) их можно заменить проекциями на нормаль к границе раздела:

$$\epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 E_{n2}. \quad (8.2)$$

Выражение (8.2) показывает, что **нормальная составляющая вектора напряженности электрического поля при переходе через границу двух диэлектриков претерпевает разрыв.**

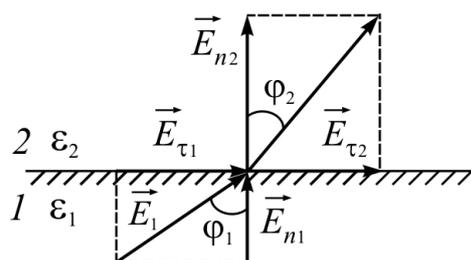


Рис. 8.2

Теперь рассмотрим общий случай. Напряженность электрического поля направлена под некоторым углом к границе раздела (рис. 8.2). В таком случае вектор напряженности можно разложить на две составляющие, на нормальную – \vec{E}_n и тангенциальную – \vec{E}_τ .

Нормальная составляющая при переходе из диэлектрика 1 в диэлектрик 2 изменяется согласно (8.2), а тангенциальная не изменяется:

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}. \quad (8.3)$$

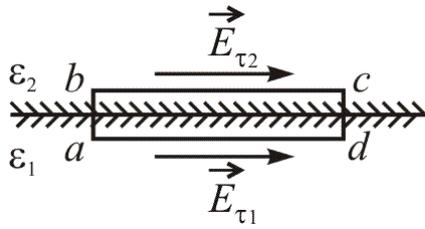


Рис. 8.3

Докажем последнее равенство. Для этого на границе раздела двух диэлектриков рассмотрим прямоугольный контур $abcd$ и рассчитаем циркуляцию вектора напряженности вдоль этого контура (рис. 8.3). Для любого потенциального поля, а электростатическое поле является потенциальным, циркуляция вектора напряженности по замкнутому контуру должна равняться нулю:

$$\oint_l E_l dl = 0.$$

В нашем случае

$$\int_a^b E_l dl + \int_b^c E_l dl + \int_c^d E_l dl + \int_d^a E_l dl = 0.$$

При выборе контура на него накладывається условие – ширина контура должна быть настолько малой, что

$$\int_a^b E_l dl = \int_c^d E_l dl = 0.$$

В таком случае и

$$\int_b^c E_l dl + \int_d^a E_l dl = 0,$$

или

$$E_{\tau 2} l_{bc} + E_{\tau 1} l_{da} = 0,$$

однако $l_{bc} = -l_{da}$. Следовательно,

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}.$$

Таким образом, **тангенциальная составляющая вектора напряженности электрического поля при переходе через границу двух диэлектриков непрерывна.**

Умножим левую и правую части равенства (8.2) на ϵ_0 :

$$\epsilon_0 \epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_0 \epsilon_2 E_{n2},$$

или согласно (7.15)

$$D_{n1} = D_{n2}. \quad (8.4)$$

Нормальная составляющая вектора электрического смещения при переходе через границу двух диэлектриков непрерывна.

Согласно 7.15

$$E = \frac{D}{\epsilon \epsilon_0}.$$

Подставив это выражение с учетом индексов в 8.3, получим:

$$\frac{D_{\tau 1}}{\varepsilon_1 \varepsilon_0} = \frac{D_{\tau 2}}{\varepsilon_2 \varepsilon_0}, \text{ или } \frac{D_{\tau 1}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{\tau 2}}{\varepsilon_2}. \quad (8.5)$$

Тангенциальная составляющая вектора электрического смещения при переходе через границу двух диэлектриков претерпевает разрыв.

Для наглядности соберем все полученные выражения в одну группу.

$$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}, \quad D_{n1} = D_{n2}, \quad E_{\tau 1} = E_{\tau 2}, \quad \frac{D_{\tau 1}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{\tau 2}}{\varepsilon_2}. \quad (8.6)$$

Группа уравнений (8.6) определяет условия на границе двух диэлектриков: **при переходе через границу раздела двух диэлектриков линии вектора напряженности электрического поля и линии электрического смещения преломляются.** Рассмотрим условия преломления. Согласно рис. 8.2

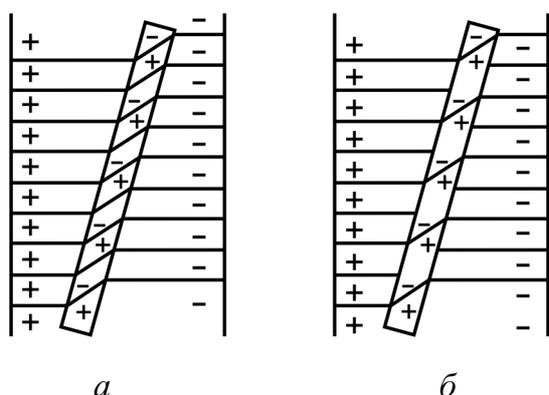


Рис. 8.4

Согласно рис. 8.2

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{E_{\tau 1}}{E_{n1}}, \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{E_{\tau 2}}{E_{n2}}, \quad \frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\operatorname{tg} \varphi_2} = \frac{\frac{E_{\tau 1}}{E_{n1}}}{\frac{E_{\tau 2}}{E_{n2}}} = \frac{E_{n2}}{E_{n1}}.$$

Из первого уравнения группы (8.6)

$$E_{n2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} E_{n1}.$$

Подставив в последнее выражение, получим:

$$\frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\operatorname{tg} \varphi_2} = \frac{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} E_{n1}}{E_{n1}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}.$$

Тогда

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (8.7)$$

Формула (8.7) показывает, что при входе электрического поля в диэлектрик с меньшей диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$) линии напряженности и линии смещения приближаются к нормали, восстановленной к границе раздела, и, наоборот, при входе в диэлектрик с большей диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2$) отдаляются от нее. Формула (8.7) справедлива и для линий вектора напряженности и для линий вектора электрического смещения только в изотропных диэлектриках. Однако картины этих линий внутри диэлектрика отличаются, поскольку линии электрического смещения неразрывны (рис. 8.4, а), а линии вектора напряженности частично прерываются (рис. 8.4, б). Густота линий

вектора напряженности в соответствии с (7.15) внутри диэлектрика меньше, чем за его пределами, а плотность линий вектора смещения одинаковая и там и там.

8.2. Особенности поляризации твердых диэлектриков

Для обширного класса диэлектриков связь между вектором напряженности электрического поля и вектором поляризованности диэлектрика линейна и определяется приведенным выше выражением (7.14) $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$. Однако в кристаллах, где наблюдается анизотропия, соотношение (7.14) заменяется более общей линейной однородной зависимостью:

$$\begin{aligned} P_x &= \varepsilon_0 \chi_{xx} E_x + \varepsilon_0 \chi_{xy} E_y + \varepsilon_0 \chi_{xz} E_z, \\ P_y &= \varepsilon_0 \chi_{yx} E_x + \varepsilon_0 \chi_{yy} E_y + \varepsilon_0 \chi_{yz} E_z, \\ P_z &= \varepsilon_0 \chi_{zx} E_x + \varepsilon_0 \chi_{zy} E_y + \varepsilon_0 \chi_{zz} E_z. \end{aligned} \quad (8.8)$$

В данном случае вместо одной одинаковой по всему объему, для рассматриваемых ранее однородных диэлектриков, величины χ при расчетах полей необходимо учитывать девять значений χ_{ij} ($i, j = x, y, z$), с помощью которых выражается связь между векторами \vec{P} и \vec{E} в проекциях на оси координат. Точно таким же образом можно выразить и зависимость между векторами \vec{D} и \vec{E} в случае произвольной ориентации кристалла во внешнем поле. В таком случае вместо девяти величин χ_{ij} рассматривается девять величин ε_{ij} .

Для твердых диэлектриков, как для кристаллических, так и для аморфных наблюдаются и другие особенности поляризации, которые позволяют выделять целые классы диэлектрических веществ. У большинства твердых диэлектриков диэлектрическая проницаемость не зависит от температуры, что свидетельствует о том, что они поляризуются в результате смещения зарядов внутри молекул. Ориентационная поляризация у них практически не наблюдается. Дипольные молекулы и у кристаллических, и у аморфных диэлектриков настолько сильно взаимодействуют между собой, что при обыкновенных по напряженности полях они не могут ориентироваться вдоль поля. Это взаимодействие объясняет и значительно меньшие значения диэлектрической проницаемости одних и тех же веществ в твердом состоянии, чем в жидком.

Электреты. Среди твердых диэлектриков есть вещества способные после снятия внешнего воздействия, вызвавшего поляризацию, создавать электрическое поле в окружающем пространстве. Они являются аналогами постоянных магнитов. Если расплавить вещество, молекулы которого обладают дипольным моментом, и поместить в сильное электрическое поле, а затем действие поля снять после затвердевания вещества, то поляризованное состояние может сохраняться от нескольких дней до нескольких лет. Именно таким образом был изготовлен первый электрет японским физиком Ёгучи в 1922 г. Такие электреты

называются *термоэлектретами*. Стабильные электреты получены из аморфных веществ, неорганических поликристаллических диэлектриков, полимеров, монокристаллических неорганических диэлектриков. Электреты получают, освещая диэлектрик в сильном электрическом поле (*фотоэлектреты*), облучая радиоактивным излучением (*радиоэлектреты*), помещая диэлектрик в магнитное поле (*магнетоэлектреты*) и т. д. Электреты применяют как источники постоянного электрического поля, а также как чувствительные датчики в дозиметрических приборах. К электретам относятся пчелиный воск, парафин, нафталин, фтористый литий (LiF, применяется в дозиметрии), корунд, различные стекла, некоторые виды керамик и др.

Пьезоэлектрики. Во многих кристаллах при растяжении и сжатии в определенных направлениях наблюдается поляризация. Это явление, получившее название *прямого пьезоэлектрического эффекта*, открыто в 1880 г. Пьером и Жаком Кюри. Наблюдается оно в кристаллах турмалина, цинковой обманки, хлората натрия, винной кислоты, сегнетовой соли, тростникового сахара, титаната бария и т. д. Пьезоэлектрические свойства обнаруживаются только у ионных кристаллов. Кристаллические решетки положительных и отрицательных ионов, из которых построены такие кристаллы, под действием внешних сил деформируются по-разному. В результате в противоположных местах на поверхности кристалла появляются электрические заряды разных знаков. Для обнаружения пьезоэффекта на грани кристаллической пластинки накладывают металлические обкладки. Если обкладки разомкнуты, то при деформациях пластинки между ними возникает разность потенциалов. В случае замкнутых обкладок на них при деформациях возникают заряды, равные по величине и противоположные по знаку поляризационным зарядам, возникающим на поверхностях пластинки, и в цепи течет электрический ток.

Классическим пьезоэлектриком является кварц (SiO_2), и на его примере проще всего рассмотреть механизм возникновения эффекта. Элементарная ячейка его кристаллической решетки содержит три молекулы SiO_2 . Упрощенная схема такой ячейки представлена на рис. 8.5, на которой положительные ионы кремния (Si^{4+})

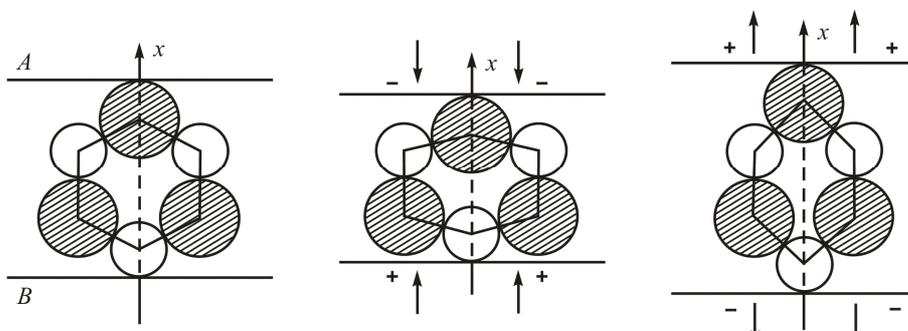


Рис. 8.5

изображены большими шариками, а, для упрощения рассуждений, пары соседних ионов кислорода (O^{2-}) маленькими шариками. При сжатии вдоль оси X положительный ион кремния перемещаются в глубь ячейки, в результате чего на плоскостях A и B появляются заряды. При растяжениях на тех же плоскостях появляются заряды противоположного знака. Поверхностная плотность зарядов и равный ей модуль вектора поляризации в области упругих деформаций прямо пропорциональны, действующему на кристалл механическому напряжению, т. е. силе, рассчитанной на единицу площади поверхности:

$$\sigma = P = df . \quad (8.9)$$

Коэффициент пропорциональности d называется пьезоэлектрическим модулем. Его размерность $[\sigma]=1$ Кл/Н. На самом деле теория пьезоэффекта гораздо сложнее. Его величина зависит от свойств вещества и направления действия силы. Пьезоэлектрические свойства можно создавать и в некоторых некристаллических диэлектриках за счет образования в них так называемой пьезоэлектрической текстуры, например, поляризацией в электрическом поле (*пьезокерамика*), механической обработкой (древесина) и т. д. Используется пьезоэффект для измерения давлений, в микрофонах, телефонах и т. д.

Если пьезоэлектрик поместить во внешнее электрическое поле, то в нем возникают напряжения, приводящие к деформации образца. Это так называемый *обратный пьезоэлектрический эффект*. Явление было предсказано французским физиком Г. Липпманом (1845–1921) в 1881 г. и в том же году подтвержден экспериментально братьями Кюри. При помещении в переменное электрическое поле пластинка сжимается и расширяется в зависимости от направления поля. Если частота поля совпадает с частотой собственных колебаний пластинки, наступает резонанс. Возникающие колебания пластинки передаются окружающей среде и распространяются в ней. Явление можно широко использовать на практике, например, для неразрушающего контроля качества металлов. Известно, что в металлах ультразвуковые волны распространяются без заметного поглощения. Но если там есть полости, или какие-то другие дефекты, то волны на них рассеиваются. Создавая с помощью пластинки ультразвуковые волны в металле, и контролируя их распространение, можно эти дефекты находить.

Пироэлектрики. У некоторых пьезоэлектрических кристаллов решетка положительных ионов в состоянии термодинамического равновесия смещена относительно решетки отрицательных ионов. Кристалл оказывается поляризованным даже в отсутствие электрического поля. Такая поляризация называется *спонтанной*. Вещества, обладающие спонтанной поляризацией, называются *пироэлектриками*. Обычно эффект спонтанной поляризации замаскирован свободными поверхностными зарядами, которые появляются в результате оседания ионов из воздуха на поверхность пироэлектрика. При нагревании ионные

решетки сдвигаются в кристалле одна относительно другой, вследствие чего на противоположных гранях возрастают заряды противоположных знаков. Наблюдается не сама спонтанная поляризация, а ее изменение при быстром изменении температуры. Появление электрических зарядов на поверхности кристаллов в результате быстрого изменения температуры называется *прямым пироэлектрическим эффектом*. К пироэлектрикам относится только половина из двадцати кристаллических классов, обладающих пьезоэлектрическим эффектом.

К наиболее известным пироэлектрикам относится турмалин. Кристаллы турмалина при погружении в горячий пепел сначала притягивают его, а затем отталкивают. В Европе об удивительных свойствах кристаллов турмалина узнали в самом начале XVIII века, после того как его туда завезли голландские купцы с острова Шри Ланка. Лишь во второй половине XIX века свойства турмалина были изучены и объяснены. Немецкий физик Август Кундт (1839–1894) погружал кристалл турмалина в смесь порошков сурика и серы. В результате перемешивания сурик электризуется положительно, а сера – отрицательно. В процессе нагревания красный сурик притягивается к отрицательно заряженной грани кристалла, сера – к заряженной положительно. Заряженные участки располагаются на противоположных гранях кристалла. В том, что турмалин поляризован спонтанно при обычных температурах, можно убедиться, разломив кристалл и погрузив один из его кусков в чашку, заполненную ртутью и соединенную с гальванометром. По количеству электричества, протекшего через гальванометр можно определить даже степень поляризации кристалла.

Помимо прямого пироэлектрического эффекта существует и обратный. Изменение внешнего электрического поля, в которое помещен пироэлектрик в адиабатических условиях, приводит к изменению его температуры. Пироэлектрические кристаллы могут использоваться в качестве чувствительных приемников инфракрасного излучения.

Сегнетоэлектрики. Из группы пироэлектриков особый интерес представляют кристаллы, называемые *сегнетоэлектриками*, у которых спонтанная поляризация наблюдается лишь в определенных интервалах температуры. Эта область температур называется *полярной областью*. На границе полярной области сегнетоэлектрики испытывают фазовые превращения, переходя в новые кристаллические модификации, в которых спонтанная поляризация не наблюдается. От обычных пироэлектриков они отличаются еще тем, что направление спонтанной поляризации может быть изменено сравнительно слабым внешним электрическим полем. У остальных пироэлектриков реполяризация невозможна даже в сильных электрических полях. Прямая, параллельная вектору спонтанной поляризации сегнетоэлектрика, называется *полярной осью*. Существуют сегнетоэлектрики с одной полярной осью и с несколькими полярными осями. Кристаллическая модификация, в которой сегнетоэлектрик спонтанно поляризован, называется

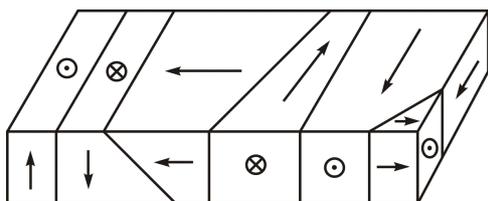


Рис. 8.6

полярной фазой, а модификация, в которой спонтанной поляризации нет, – неполярной фазой. Температура, при которой происходит переход из одной фазы в другую, называется точкой Кюри в честь Пьера Кюри. Чаще сегнетоэлектрик имеет одну точку Кюри, ниже которой он находится в полярной фазе, а выше – в неполярной. Однако

есть вещества, которые имеют две точки Кюри. Среди них сегнетова соль или, как ее называют, двойная натриевокалиевая соль винной кислоты $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Эта соль и дала название всему классу. Спонтанная поляризация у сегнетовой соли наблюдается только в диапазоне температур от -18°C до $+24^\circ\text{C}$. На сегодня известно несколько сотен сегнетоэлектриков. Сегнетова соль обладает малой механической прочностью и очень гигроскопична, и вследствие этого ее практическое применение очень ограничено. Важнейшим сегнетоэлектриком является титанат бария (BaTiO_3). Он отличается высокой механической прочностью и химической устойчивостью. Переход из полярной в неполярную фазу у него происходит при температуре 120°C .

Обычно сегнетоэлектрики не являются однородно поляризованными. Сегнетоэлектрики состоят из доменов – областей, уже поляризованных. Причем, у каждого домена направление поляризации такое, что суммарный дипольный момент образца практически равен нулю. Размеры доменов различных образцов сегнетоэлектриков имеют вполне макроскопическую величину. Так минимальная ширина доменов титаната бария составляет $30\text{--}50\text{ нм}$, а в обычных условиях – от 4 мкм до 10 мкм . На рис. 8.6 схематично показано изображение доменов для титаната бария.

Наличием доменов объясняется возможность существования полярной фазы

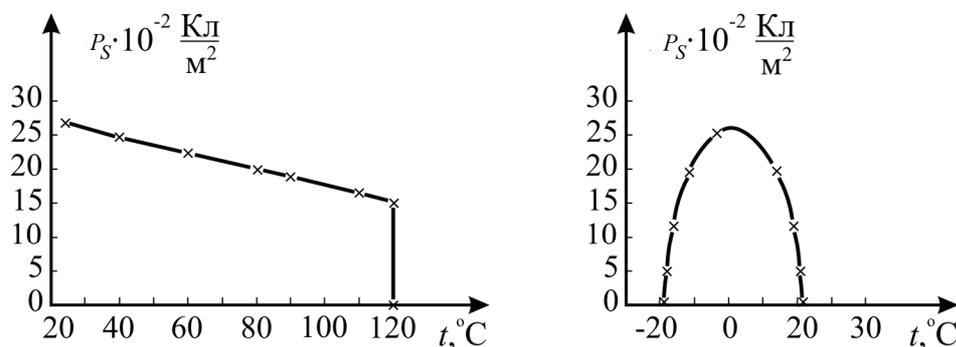


Рис. 8.7

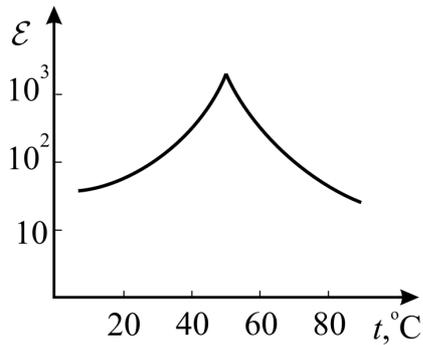


Рис. 8.8

только в определенном диапазоне температур. Спонтанная поляризация за пределами этого температурного диапазона прекращает свое существование. Спонтанная поляризация линейных пьезоэлектриков не исчезает даже при нагревании их до температуры химического разложения. На рис. 8.7 представлены зависимости вектора спонтанной поляризации от температуры для титаната бария (а) и сегнетовой соли (б).

Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков сильно зависит от температуры, как в полярной фазе, так и в неполярной. При температурах близких к точке Кюри диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков принимает очень большие значения (до 10^4 – 10^5), да и при температурах далеких от точки Кюри она значительно выше диэлектрической проницаемости обычных диэлектриков. Вспомним, что для большинства твердых диэлектриков ϵ составляет несколько единиц. На рис. 8.8 представлена температурная зависимость $\epsilon = \epsilon(t)$ для триглицинсульфата. В неполярной фазе при температурах близких к точке Кюри выполняется закон Кюри–Вейса:

$$\epsilon = \frac{\tilde{N}}{C - \tilde{C}_N}, \quad (8.10)$$

где C – постоянная Кюри, которая определяется экспериментально, и для каждого сегнетоэлектрика имеет свое значение. Например, для сегнетовой соли $\tilde{N} = 2,2 \cdot 10^3$ К, для титаната бария $\tilde{N} = 1,5 \cdot 10^5$ К.

Поляризованность сегнетоэлектрика зависит не только от напряженности электрического поля в момент ее определения, но и от напряженности поля в котором образец находился до того, т. е. от предистории исследуемого образца. Если неполяризованный сегнетоэлектрик внести во внешнее электрическое поле и его напряженность плавно увеличивать от нуля, то

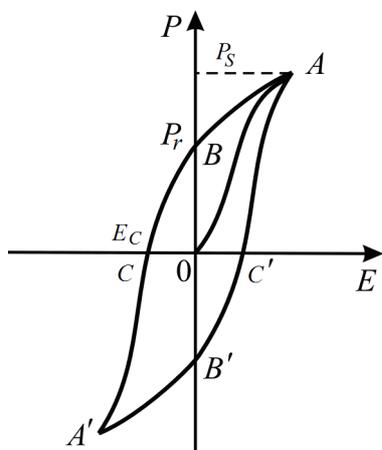


Рис. 8.9

и его напряженность плавно увеличивать от нуля, то поляризованность \vec{P} сначала резко возрастает, а затем достигает насыщения (кривая OA , рис. 8.9). Под действием электрического поля доменные границы смещаются так, что объемы доменов, поляризованных по полю, растут за счет доменов, поляризованных против поля. В достаточно сильных полях образец становится однодоменным и наступает насыщение. При уменьшении напряженности внешнего поля до нуля уменьшение вектора \vec{P} идет по другой, более полой кривой (AB). При $E = 0$ значение $P \neq 0$. Образец остается поляризованным, на нем сохраняется остаточная

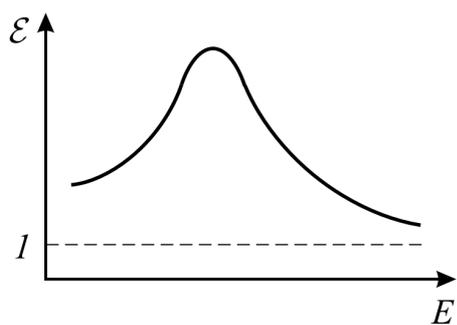


Рис. 8.10

поляризованность P_r (на оси ординат отрезок OB). Для того чтобы уменьшить поляризованность до нуля, необходимо поменять направление электрического поля на обратное. Значение напряженности электрического поля E_c , приложенного в обратном направлении, при котором поляризованность сегнетоэлектрика становится равной нулю, называется *коэрцитивной силой* (на оси абсцисс отрезок OC).

При дальнейшем увеличении напряженности поля достигается насыщение, но уже в обратном направлении (CA'). Цикл замыкается по кривой $A'B'C'A$. Полученная кривая зависимости $\vec{P} = P(\vec{E})$ называется петлей гистерезиса. Если поляризованность образца изменяется от насыщения в одном направлении, до насыщения в другом направлении, петля гистерезиса называется максимальной.

Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков зависит от напряженности электрического поля. В слабых полях с увеличением \vec{E} она резко возрастает, достигая максимума. Далее в сильных полях диэлектрическая проницаемость убывает и в пределе стремится к единице (рис. 8.10).

Сегнетоэлектрические материалы (монокристаллы, керамика, пленки) широко применяются в качестве материалов с большими значениями ε , т. е. для изготовления конденсаторов. Благодаря сильной зависимости диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля позволяет использовать сегнетоэлектрики в нелинейных конденсаторах (варикондах).