

Особенности динамики 180° -х доменов в сегнетоэлектрике в процессах переключения поляризации и эмиссии электронов

© В.В. Колесников, А.Т. Козаков, А.В. Никольский

Научно-исследовательский институт физики при Ростовском государственном университете, 344091 Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: Kozakov@iphis.rnd.runnet.ru

(Поступила в Редакцию 30 декабря 1998 г.
В окончательной редакции 17 июня 1999 г.)

Предложена теоретическая модель, описывающая эволюцию 180° -х доменов в сегнетоэлектрике. Для скорости бокового движения 180° -й доменной стенки в электрическом поле получены замкнутые аналитические выражения и выполнены численные расчеты. Обсуждается связь процессов переключения поляризации с электронной эмиссией.

В последние годы интерес к процессам переключения поляризации и движению доменных стенок в сегнетоэлектриках заметно возрос в связи с разработкой импульсных катодов на основе сегнетоэлектрических материалов с плотностями тока до 100 A/cm^2 [1–5]. Физическая природа интенсивной электронной эмиссии для них связывается с процессами реполяризации сегнетоэлектрика высоковольтными импульсами наносекундного диапазона. Впервые электронная эмиссия наблюдалась при движении 180° -й доменной стенки в BaTiO_3 [6], позднее аналогичные исследования были выполнены в работе [7]. Необычный эффект, также связанный с неоднородным распределением поляризации в поверхностном слое образца и названный аномальной электронной эмиссией, был обнаружен для сегнетоэлектриков — электретов при их облучении мягким рентгеновским излучением [8,9].

Разработка адекватных физических представлений о механизмах переключения поляризации в указанных новых физических явлениях требует более последовательных подходов к теоретическому описанию процесса переключения, чем это возможно в классической теории зародышеобразования, традиционно используемой для решения подобных задач [10,11]. В частности, это относится к учету процессов на электродах.

Подобный подход, основанный на общих принципах кинетики фазовых переходов [12–14], использовался в работах [15,16] для анализа динамики встречных доменов. Однако принятые в этих работах приближения не позволяют применить его для 180° -х доменов, с движением которых связывается электронная эмиссия [1–4,6,7]. Теоретическому анализу этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Этот анализ основан на общих представлениях [14–16] о механизмах расслоения пространственно-однородного состояния системы при фазовых переходах, при математическом описании которых образование доменных стенок связывается с наличием в уравнении состояния сегнетоэлектрика, т.е. в зависимости $E_s(P)$ электрического поля от поляризации P , N -образной особенности. Конкретный характер расслоения зависит от проводимо-

сти образца концентрации носителей заряда n_0 в нем. При малых n_0 , когда дебаевская длина экранирования l_D превосходит размеры образца, наблюдается прорастание клинообразных зародышей с малым углом клина [10,11,16], с ростом n_0 этот угол растет, и при некотором n_0 новая фаза (или новое направление поляризации) возникает благодаря движению вдоль сегнетоэлектрической оси плоского фронта нелинейной волны большой амплитуды — слоевой волны или кинка, приводящей к переключению поляризации. Теоретический анализ движения встречных доменов в этом подходе был выполнен в работах [15,16].

В высокоомных материалах с малыми n_0 процесс переключения поляризации также может быть описан с помощью слоевой волны но движущейся перпендикулярно как сегнетоэлектрической оси, так и электрическому полю E_0 в образце (см. рис. 1). Ему отвечает боковое движение 180° -й доменной стенки. Скорость движения слоевых волн в общем случае зависит от двух временных параметров: характерного времени τ_s релаксации поляризации и времени диэлектрической релаксации τ_d , определяемой проводимостью образца. Параметр τ_s можно оценить из экспериментов по частотной дисперсии диэлектрической проницаемости, он составляет $\tau_s \approx 10^{-8} - 10^{-11} \text{ s}$ [10,11]. В зависимости от проводимости и механизма сегнетоэлектрического перехода отношение τ_s/τ_d может меняться в широких пределах. В этом плане неявно принятое в работах [15,16] условие $\tau_s = 0$ при исследовании динамики встречных доменов представляется не вполне оправданным физически. Однако этот факт наиболее важен для бокового движения 180° -й доменной стенки, так как ввиду отсутствия на ней связанных зарядов процессы экранирования не лимитируют скорость ее движения и единственным временным параметром является τ_s . Поэтому систему уравнений, использованных в работах [15,16], необходимо дополнить кинетическим уравнением, описывающим релаксацию поляризации. Это сделано в следующем разделе, где изложена теоретическая модель.

1. Теоретическая модель

Геометрия принятой в работе модели бокового движения 180° -й доменной стенки показана на рис. 1. Единственными отличными от нуля считаются x -компоненты электрического поля E_0 и поляризации P . Последняя зависит лишь от одной пространственной переменной x , поле E_0 в образце — однородно. Строгое выполнение последнего условия возможно лишь при отсутствии зазора между сегнетоэлектриком и электродами; влияние зазора на процесс переключения мы обсудим далее. Производные по времени t и координате x обозначены соответствующим нижним индексом у функций. Скорость релаксации поляризации P_t определяется первой вариацией по поляризации P термодинамического потенциала

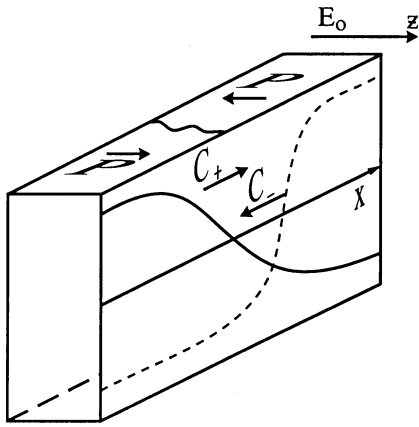


Рис. 1. Геометрия теоретической модели бокового движения 180° -й доменной стенки, профили нелинейных волн типа кинка показаны сплошной (c_+) и штриховой (c_-) кривыми.

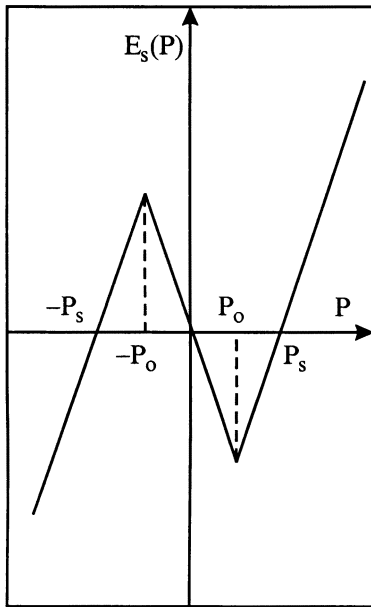


Рис. 2. Модельный вид уравнения состояния $E_s(P)$ сегнетоэлектрика.

$\tilde{F}(P, E_0)$ при фиксированном поле E_0 [12], Это дает для $P_t \sim \delta\tilde{F}/\delta P = E_s(P) - E_0$. С учетом градиентных поправок в потенциале \tilde{F} это приводит к следующему нелинейному уравнению известного типа [17–19], определяющему релаксацию поляризации P :

$$\eta P_t = E_0 - E_s(P) + l^2 P_{xx}, \quad (1)$$

где l — корреляционная длина [14], η — характерный временной параметр. В общем случае неоднородного поля уравнение (1) должно решаться совместно с уравнением Пуассона и уравнением непрерывности, из этой системы уравнений находятся как распределение поляризации $P(t, x)$, так и электрического поля. Для стационарной нелинейной волны, движущейся со скоростью c , поляризация P зависит лишь от разности $x - ct$, поэтому, обозначив $Y = \eta P$ и $D = l^2/\eta$, запишем уравнение (1) в виде

$$DY_{xx} + cY_x + E_0 - E_s(Y) = 0. \quad (2)$$

В работе оно решалось для модельной зависимости $E_s(P)$ следующего вида (см. рис. 2):

$$E_s(Y) - E_0 = \begin{cases} K(Y + Y_-) & Y + \Delta_0 < 0, \\ -K_0(Y + \Delta_-) & |Y| < \Delta_0, \\ K(Y - Y_+) & Y - \Delta_0 > 0, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$Y_{\mp} = Y_0 \left(1 \mp \frac{\varepsilon}{\varepsilon_s} \bar{E}_0 \right), \quad Y_0 = \eta P_s,$$

$$\Delta_- = \frac{\delta_0}{\varepsilon} \bar{E}_0 Y_0, \quad K = 4\pi/\varepsilon\eta, \quad K_0 = 4\pi/\delta_0\eta,$$

$$\Delta_0 = \eta P_0, \quad \varepsilon_s = \varepsilon + \delta_0, \quad \bar{E} = E_0/E_c; \quad (3')$$

ε — диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика, а δ_0 — параметр, определяющий угол наклона зависимости $E_s(P)$ на ее неустойчивом участке ($\varepsilon; \delta_0 > 0$), $E_c = 4\pi P_s/\varepsilon_s$ — коэрцитивное поле. Боковому движению 180° -й доменной стенки отвечает слоевая волна, для нее $Y(\pm\infty) \rightarrow \pm Y_{\pm}$, а в области $0 < x < x_0$ поляризация $|P| < P_0$ ($|Y| < \Delta_0$). Решение для нее имеет вид

$$\begin{aligned} Y + Y_- &= a_- e^{\lambda_- x} & x > x_0, \\ Y + \Delta_- &= b_+ e^{\alpha_+ x} + b_- e^{\alpha_- x} & 0 < x < x_0, \\ Y - Y_+ &= a_+ e^{\lambda_+ x} & x < 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_{\pm} &= -\alpha \pm \kappa_s, \quad \kappa_s = \frac{1}{2D} \sqrt{c^2 + 4KD}, \\ \alpha_{\pm} &= -\alpha \pm \kappa, \quad \kappa = \frac{1}{2D} \sqrt{4K_0D - c^2}, \\ \alpha &= c/2D. \end{aligned} \quad (4')$$

Сшивки функции Y и ее производной в точках $x = 0; x_0$, а также условия $Y(0) = \Delta_0$, $Y(x_0) = -\Delta_0$ приводят

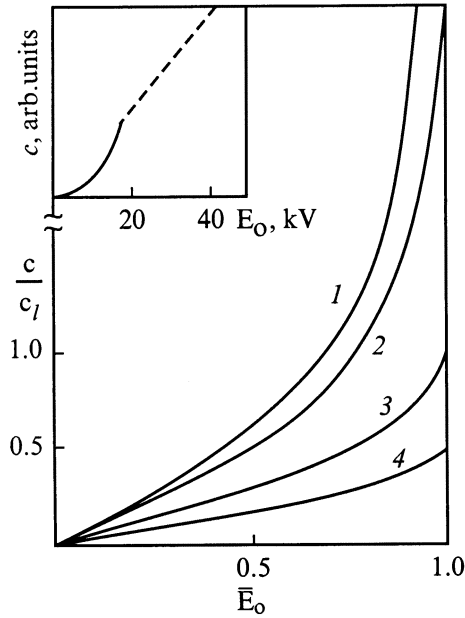


Рис. 3. Скорость движения 180°-й доменной стенки c как функция электрического поля \bar{E}_0 для значений параметра $\varepsilon/\delta_0 = 0; 0.1; 1.0; 4.0$ (кривые 1–4 соответственно). Вставка — эксперимент ТГС [10].

к системе уравнений для определения положения точки сшивки x_0

$$\operatorname{tg}(\kappa x_0) = 2 \frac{\delta_0 (\varepsilon/\delta_0 - s^2)^{1/2} (1 + s^2)}{\varepsilon (1 - \delta_0/\varepsilon - 2\delta_0 s^2/\varepsilon)} \quad (5)$$

и безразмерной скорости $s = c/c_l$, ($c_l = \sqrt{4KD}$)

$$\frac{1 + \bar{E}_0}{1 - \bar{E}_0} = g_0^2(s), \quad (6)$$

где $g_0(s) = \exp(sx_0/2L)(s + \sqrt{1 + s^2})$, а $L = 2D/c_l$.

В предельном случае $\delta_0 \rightarrow 0$, $x_0 \rightarrow 0$ имеем $g_0(s) \approx s + \sqrt{1 + s^2}$ и из (6) находим простое аналитическое выражение для $s(\bar{E}_0)$

$$s = \frac{\bar{E}_0}{\sqrt{1 - \bar{E}_0^2}}. \quad (7)$$

Из этих выражений следует, что в области существования стационарных решений (1) типа слоевой волны (кинка) максимальное значение скорости такой волны $s_0 = (\varepsilon/\delta_0)^{1/2}$ достигается при $E_0 = E_c$, $|\bar{E}_0| = 1$. При $E_0 > E_c$ стационарных решений нет и механизм переключения поляризации должен быть иным. Вблизи коэрцитивного поля $E_0 \lesssim E_c$ функция $s(\bar{E}_0)$ имеет особенность

$$\sqrt{s_0 - s} \approx -\pi \sqrt{s_0/2} / \ln 2s_0^2(1 - \bar{E}_0). \quad (8)$$

На рис. 3 показаны результаты численных расчетов зависимости $s(\bar{E}_0)$ с помощью общих выражений (5) и

(6) для нескольких значений параметров, а также эксперимент для триглицидсульфата [10]. При переходе в область больших полей на экспериментальной зависимости есть излом, который естественно связать с отмеченной особенностью в окрестности коэрцитивного поля. Из сказанного следует, что поведение $c(E_0)$ в окрестности коэрцитивного поля чувствительно к конкретному виду уравнения состояния сегнетоэлектрика $E_s(P)$ в области неустойчивого участка. Для количественных расчетов в этой области необходимо уточнение вида модельной зависимости (3) для $E_s(P)$.

Оценим характерную скорость $c_l = (4KD)^{1/2}$, определяющую скорость доменной стенки. С этой целью отметим, что линеаризованное уравнение (1) отвечает дебаевской релаксации поляризации с характерным временем $\tau_s \equiv 1/K = \varepsilon\eta/4\pi$. Поэтому $c_l = 2\sqrt{\varepsilon}l/\tau_s$. Используя для τ_s экспериментальные данные по частотной дисперсии ε , согласно которым $\tau_s \sim 10^{-8} - 10^{-11}$ с [10,11], и положив $\varepsilon \sim 10^4$ и $l \sim 5 \text{ \AA}$ [14–16], находим $c_l \sim 10^3 - 10^6$ см/с. Скорости доменных стенок такого порядка, часто превышающие скорость звука, наблюдались во многих экспериментах с металлическими электродами [10,11].

2. Периодические решения

Наряду со слоевыми волнами уравнение (2) имеет периодические решения. Стандартным образом [17,19] можно показать, что им отвечает $c = 0$, а замкнутые фазовые траектории на плоскости $Y_x - Y$ определяются уравнением

$$DY_x^2 = \tilde{F}(Y) - \tilde{F}_0, \quad (9)$$

где термодинамический потенциал $\tilde{F} = \int_0^Y dY (E_s(Y) - E_0)$.

Амплитуда и период волн определяются величиной константы \tilde{F}_0 . По мере приближения \tilde{F}_0 к минимуму потенциала \tilde{F} волна распадается на систему изолированных зародышей новой фазы. Для отдельного зародыша в пределе $\delta_0 \rightarrow 0$ в (3) можно получить простые выражения для размера плоского зародыша $2x_0$ и энергии активации $\Delta \tilde{F}_{\text{act}}$ для его образования, определяемой изменением полного потенциала \tilde{F} (интеграл по объему \tilde{F} с учетом градиентных членов) относительно пространственно-однородного состояния. Обычным образом выполняя сшивку решений уравнения (2) на границах зародыша $x = x_0$ [13] с учетом условий $Y(\pm\infty) = -Y_-$, находим

$$\exp(-d) = \bar{E}_0 \equiv E_0/E_c. \quad (10)$$

Здесь $d = 2kx_0$; $k = (K/D)^{1/2}$.

Для энергии активации в расчете на единицу боковой поверхности зародыша

$$\Delta \tilde{F}_{\text{act}} \approx \frac{P_s E_c}{k} (1 - \bar{E}_0 + \bar{E}_0 \ln \bar{E}_0). \quad (11)$$

Величина $\Delta \tilde{F}_{\text{act}}$ конечна при $\bar{E}_0 = 0$, резко падает с ростом \bar{E}_0 и при $E_0 \rightarrow E_c$ стремится к нулю. Оценки с помощью (11) показывают, что заметной вероятности образования зародышей в объеме следует ожидать лишь при $E_0 \sim E_c$. К примеру, для зародыша в форме диска диаметром $\sim 10^{-4}$ см при $\varepsilon \sim 10^4$, $P_s \sim 10 \mu\text{C}$ величина $\Delta \tilde{F}_{\text{act}} \sim 10^2$ eV при $E_0 \sim 0$, однако при $\Delta E_0/E_c \sim 0.1$, т.е. вблизи коэцитивного поля $\Delta \tilde{F}_{\text{act}} \sim 0.5$ eV. Заметим, что в классической теории зародышеобразования, которая, строго говоря, применима лишь при малых \bar{E}_0 , величина $\Delta \tilde{F}_{\text{act}}$ формально остается конечной при всех \bar{E}_0 [11,12]. Конкретный характер поведения $\Delta \tilde{F}_{\text{act}}(E_0)$ зависит от формы зародыша.

3. Рост зародыша

Как периодические, так и отвечающие зародышу решения неустойчивы [17,19]. При отклонении δY распределения поляризации в зародыше от стационарного $Y_0(x)$ он либо схлопывается, либо неограниченно растет. Этот процесс нестационарен, на поздних его стадиях при $t \rightarrow \infty$ распределение поляризации будет отвечать двум слоевым волнам, движущимся в противоположные стороны с найденной выше скоростью c . На начальной стадии кинетика роста определяется вариацией уравнения (1) вблизи $Y_0(x)$

$$\delta Y_t = \left(D \frac{d^2}{dx^2} - \nu(x) \right) \delta(Y). \quad (12)$$

”Потенциал” $\nu(x)$ в (12) определяется соотношением

$$\nu(x) = \left. \frac{\delta E_s}{\delta Y} \right|_{Y=Y_0(x)}. \quad (12')$$

В случае $\delta_0 \rightarrow 0$ в (3) он сводится к сумме δ -потенциалов

$$\nu(x) = K - \frac{K \Delta Y}{|Y'_0(x_0)|} (\delta_+ + \delta_-), \quad (12'')$$

где $\delta_{\pm} = \delta(x \pm x_0)$, $\Delta Y = \eta P_s$.

Положив $\delta Y \sim \exp(-\lambda t) Y_{\lambda}(x)$, ищем решение (12) в виде разложения по собственным функциям $Y_{\lambda}(x)$, которые в свою очередь удовлетворяют уравнению типа уравнения Шрёдингера

$$\left(-D \frac{d^2}{dx^2} + \nu \right) Y_{\lambda} = \lambda Y_{\lambda}. \quad (13)$$

Неустойчивым решениям отвечают связанные состояния, для которых $\lambda < 0$. Положив $\lambda = K - \kappa^2 D$ и выполняя по обычным правилам [13] сшивку решений для δ -потенциалов, находим для них дисперсионное уравнение

$$1 - \kappa (1 - \exp(-d)) = \pm \exp(-\kappa d). \quad (14)$$

В нем κ и d — безразмерные ”импульс” (он измеряется в единицах $k = (K/D)^{1/2}$) и ширина зародыша. Уравнение

(14) имеет два корня: $\kappa = 1$, $\lambda = 0$ (знак плюс) и $\kappa > 1$, $\lambda < 0$ (знак минус). Физически первому отвечает смещение зародыша как целого; по отношению к такому возмущению зародыш находится в безразличном равновесии ($\lambda = 0$), спонтанный его рост описывается вторым решением с $\lambda < 0$. Совместное решение уравнений (10) и (14) определяет положение корня λ как функцию поля \bar{E}_0 .

Решение δY , описывающее рост зародыша вне его, т.е. при $x > x_0$, можно представить в виде

$$\delta Y \sim \exp(-\kappa(x - c_s t)), \quad (15)$$

где параметр $c_s = |\lambda|/\kappa$ определяет начальную скорость роста.

Оценим c_s для малых полей E_0 . Используя уравнения (10) и (14), можно показать, что в этом случае $c_s \sim 2c_l \bar{E}_0 [c_l = (4KD)^{1/2}]$. Сравнение с выражением (7) показывает, что начальная скорость роста c_s вдвое превосходит стационарное значение скорости для изолированной слоевой волны. Более высокая начальная скорость роста зародыша неоднократно отмечалась в экспериментах по переключению поляризации [10,11]. Характерное значение инкремента λ , определяющее скорость релаксации как зародыша, так и периодических волн, имеет величину порядка $1/\tau_s \equiv K$ и, согласно сделанной выше оценке для $\tau_s \sim 10^{-8} - 10^{-11}$ с, находится в диапазоне частот импульсных катодов [1–5].

4. Обсуждение

Описанная выше динамика 180° -х доменов в условиях экспериментов по электронной эмиссии имеет специфику. Отметим один ее аспект, связанный с влиянием зазора d между электродами и сегнетоэлектриком. В случае пластины толщиной L без экранирующих поляризацию зарядов уравнение состояния системы $E(P)$ определяется известным соотношением [14]

$$E(P) = \beta P + E_s(P), \quad (16)$$

в котором $E_s(P) = -\alpha P + \gamma P^3$ и $\beta = 4\pi d/L$.

Процесс переключения поляризации в этом случае имеет ряд особенностей. Для большого зазора, когда $\beta > \beta_c \equiv \alpha$, в зависимости $E_s(P)$ отсутствует N -образная особенность, нет и решений, соответствующих изолированной 180° -й стенке (кинку), так как они возможны лишь при наличии асимптотических состояний с противоположным направлением поляризации. Фактически при этом нет и эффекта переключения: после снятия поля система возвращается в исходное состояние, ее поведение квазилинейное. Однако ситуация меняется, если между электродами и сегнетоэлектриком есть обмен зарядами (эмиссия). С физической точки зрения ясно, что при высокой скорости этих процессов поведение системы должно быть подобным случаю отсутствия зазора. При этом периодическое распределение поляризации, имеющее место в пластине при $\beta > \beta_c$ [14],

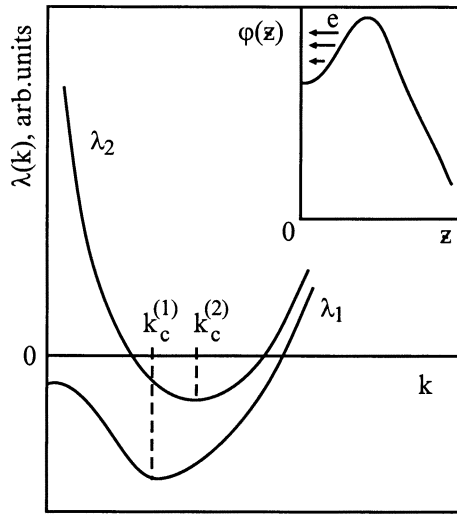


Рис. 4. Схематическая зависимость декремента затухания $\lambda(k)$ от волнового вектора k в плоскости образца для поверхностного слоя сегнетоэлектрика-электрета и поведение потенциала $\varphi(z)$ в этом слое (вставка) согласно работе [8].

согласно сказанному в разд. 2, теряет устойчивость и начинается его эволюция в однородное состояние, определяемое приложенным полем, благодаря росту 180°-х доменов. Становятся возможными и решения типа кинка. Обратное переключение должно сопровождаться изменением зарядового состояния поверхностного слоя сегнетоэлектрика. Решения типа кинка возможны и в отсутствие процессов эмиссии, но при малом зазоре, когда $\beta < \beta_s$. Критическое значение β_s , как показывает строгий анализ [14], меньше β_c , следующего из (16). Однако лишь при $\beta < \beta_c$ асимптотические однородные состояния кинка устойчивы. Параметр β_s зависит как от температуры, так и от толщины пластины L .

В переменном электрическом поле отмеченная связь процессов переключения и эмиссии при работе импульсного катода приведет к установлению стационарных нелинейных колебаний распределения заряда в поверхностном поле сегнетоэлектрика и поляризации. Для эффективной обратной связи между переключением и эмиссией характерные времена последней должны быть сравнимы с временем релаксации 180°-х доменов, т.е. порядка $\tau_s \sim 10^{-8} - 10^{-10}$ с. Информацию о зарядовом состоянии поверхностного слоя можно получить из сравнения с эффектом аномальной электронной эмиссии (АЭЭ) из сегнетоэлектриков-электретов при их облучении рентгеновским излучением [8,9]. В этом случае рост интенсивности эмиссии более чем на два порядка, по сравнению с нейтральной поверхностью, обусловлен, согласно теоретической модели работы [8], наличием в поверхностном слое сегнетоэлектрика ускоряющего электрического поля, способствующего выходу электронов в вакуум (см. ставку к рис. 4 для потенциала $\varphi(z)$). Это обусловлено неоднородным распределением поляризации в электрете [8]: в поверхностном слое $P \ll P_s$.

Подобное состояние поверхностного слоя, однородное в плоскости образца, может оказаться неустойчивым. Переход в неоднородное состояние приведет к модуляциям потенциала φ вдоль поверхности и может объяснить наблюдаемое уширение спектров эмиссии [8,9]. Если принять, что электретеный заряд локализован на расстоянии Δ от поверхности, и учесть, следуя работе [18], возможность перезарядки поверхностных состояний (ПС) (либо состояний адсорбата), то задачу можно свести к устойчивости сегнетоэлектрической пластины толщиной Δ на анизотропном диэлектрике с диэлектрическими проницаемостями ϵ_x и ϵ_z . Используя уравнение (1), находим уравнение для декремента λ в зависимости от волнового вектора k в плоскости образца

$$\begin{aligned} \text{tg}(sk\Delta) &= \epsilon_+ s \\ &\times \frac{\epsilon_z s_0 + (1 + 2/k\Lambda)\text{th}(s_0kL)}{\epsilon_z \epsilon_0 (1 + 1/k\Lambda) - [(\epsilon_+ s)^2 - (1 + 1/k\Lambda)/k\Lambda]\text{th}(s_0kL)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $s_0 = (\epsilon_x/\epsilon_z)^{1/2}$; $\delta(\epsilon_x/\epsilon_+)^{1/2}$; $\epsilon_+^{-1} = \alpha + \lambda - k^2 l^2$, L — толщина образца, а параметр Λ обратно пропорционален плотности ПС [18]. Уравнение (17) определяет бесконечное число ветвей функции $\lambda(k)$. Поведение двух из них, отвечающих низшим по энергии состояниям, в пределе $L \rightarrow \infty$ иллюстрируется рис. 4. Наличие в зависимостях $\lambda(k)$ областей, в которых $\lambda < 0$, указывает на отмеченную выше возможность перехода поверхностного слоя электрета-сегнетоэлектрика в неоднородное состояние, отвечающее образованию в поверхностном слое периодической структуры 180°-х доменов. На поверхности при этом образуются области с различным распределением потенциала и электрического поля и, согласно [8], с различной эмиссионной активностью. Соотношение размеров этих областей будет зависеть от конкретного характера расслоения в условиях реального физического эксперимента. В частности, облучение рентгеновским излучением может благодаря росту концентрации свободных электронов и уменьшению параметра Λ приводить к формированию новых диссипативных структур (поляризационных), характерных для открытых нелинейных систем [20–22]. При достаточно малых Λ система теряет устойчивость относительно однородных флуктуаций с $k = 0$, при этом $\lambda(0) < 0$ (см. рис. 4).

Как показывают эксперименты, для монокристалла магнониобата свинца и монокристаллов ниобата и танталата лития [9] спектры часто имеют ширину на половине высоты свыше 100 eV, большое значение которой мы связываем с наличием неоднородного состояния поверхностного слоя электрета-сегнетоэлектрика. По мере облучения образца характеристики неоднородного состояния изменяются, что приводит к изменению ширины спектра. При малых значениях поверхностного потенциала (30–50 V) спектры становятся узкими (до 3 eV).

В спектрах АЭЭ наблюдается размерный эффект, возможность которого также согласуется с особенностями процесса расслоения: неустойчивость, где $\lambda(k) < 0$,

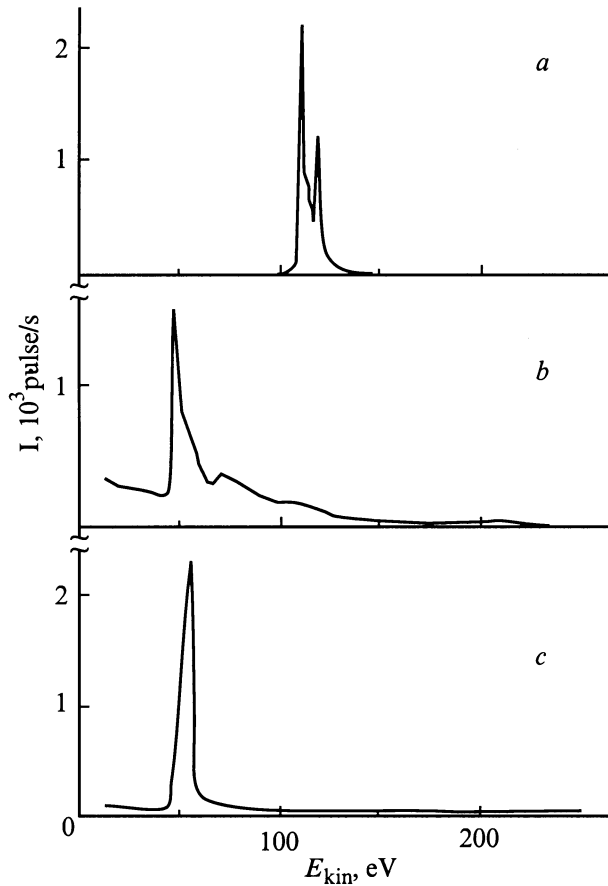


Рис. 5. Экспериментальные спектры АЭЭ: с узкой полоски ($0.2 \times 10 \text{ mm}$) керамики ПКР-70 (*a*); с поверхности керамики PLZP-8 размером $10 \times 10 \text{ mm}$ (при поверхностном потенциале около $40\text{--}50 \text{ V}$) (*b*) и с поверхности стандартного импульсного эмиттера (*c*).

возникает лишь в ограниченной области значений k . Вследствие этого для небольшого интервала ширины излучающих полосок ($1\text{--}5 \text{ mm}$) из поляризованных керамик ПКР-70 (материал на основе PbTiO_3) и PLZT (материал на основе PbTiO_3 и PbZrO_3 с добавлением La) наблюдается рост ширины спектра с ростом ширины полосок (с 3 до 18 eV). На рис. 5 приведены спектры АЭЭ, полученные с узкой полоски керамики ПКР-70 (рис. 5, *a*), широкой полоски керамики PLZT, но при малом значении поверхностного потенциала (рис. 5, *b*) и с поверхности стандартного импульсного эмиттера (рис. 5, *c*). В последнем случае излучающая поверхность представляет собой систему узких полосок ($\sim 200 \mu\text{m}$ шириной каждая) из керамики PLZT, разделенных металлическими электродами. В соответствии с вышеописанными теоретическими представлениями во всех трех случаях спектры АЭЭ оказываются качественно подобными между собой, а также спектру электронной эмиссии сегнетоэлектрического холодного катода при подаче на его электроды пульсирующего напряжения [23].

С учетом сказанного выше о механизмах АЭЭ можно сделать вывод о формировании в процессе работы импульсного катода вблизи его поверхности слоя, зарядовое состояние и электрофизические свойства которого подобны таковым для сегнетоэлектриков-электретов [8,9].

В настоящее время нами проводятся систематические исследования отмеченных особенностей спектров АЭЭ.

Авторы благодарны В.П. Сахненко за полезные обсуждения и поддержку выполненных в работе исследований.

Список литературы

- [1] А.Ш. Айрапетов, И.В. Иванчик, А.Н. Лебедев, И.В. Левшин, Н.А. Тихомирова. ДАН СССР **311**, 3, 594 (1990).
- [2] А.М. Косцов, А.С. Сидоркин, В.С. Зальцберг, С.П. Грибов. ФТТ **24**, 11, 3446 (1982).
- [3] А.С. Сидоркин, П.В. Логвинов, А.М. Саввинов, А.Ю. Кудзин, Н.Ю. Коротков. ФТТ **38**, 2, 624 (1996).
- [4] L. Schachter, J.D. Ivers, J.A. Nation, G.S. Kerslick. J. Appl. Phys. **73**, 12, 8097 (1993).
- [5] V.F. Puchkarev, G.A. Mesyats. J. Appl. Phys. **78**, 9, 5633 (1995).
- [6] R.C. Miller, A. Savage. Phys. Rev. **31**, 4, 662 (1960).
- [7] Г.И. Розенман, В.А. Охалкин, Ю.Л. Чепелев, В.Я. Шур. Письма в ЖЭТФ **39**, 9, 397 (1984).
- [8] А.Т. Козаков, В.В. Колесников, В.П. Сахненко, А.В. Никольский, И.В. Новиков, Е.М. Панченко, С.М. Емельянов. ФТТ **38**, 8, 2524 (1996).
- [9] А.Т. Козаков, В.В. Колесников, А.В. Никольский, А.В. Сахненко. ФТТ **39**, 4, 679 (1997).
- [10] Г.А. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов, Н.Н. Крайник, Р.Б. Пасынков, М.С. Шур. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Наука, Л. (1971). 475 с.
- [11] М. Лайнс, А. Гласс. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. Мир, М. (1981). 736 с.
- [12] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Физическая кинетика. Наука, М. (1979). 527 с.
- [13] А.Г. Хачатурян. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. Наука, М. (1974). 383 с.
- [14] Е.В. Ченский, В.В. Тарасенко. ЖЭТФ **88**, 3, 1089 (1982).
- [15] Е.В. Ченский. ФТТ **11**, 3, 666 (1969).
- [16] М.С. Шур. ФТТ **10**, 9, 2653 (1968).
- [17] В.W. Knight, G.A. Peterson. Phys. Rev. **155**, 2, 393 (1967).
- [18] А.С. Сидоркин, Б.М. Даринский, А.С. Сигов. ФТТ **39**, 5, 922 (1997).
- [19] А.Ф. Волков, Ш.М. Коган. УФН **96**, 4, 633 (1968).
- [20] П. Гленсдорф, И. Пригожин. Термодинамическая теория структуры, устойчивость и флуктуации. Мир, М. (1973). 272 с.
- [21] В.В. Колесников. ФТТ **38**, 1, 220 (1996).
- [22] В.В. Колесников, Н.Ф. Лосев. Доклады РАН **355**, 5, 628 (1997).
- [23] O. Auciello, M.A. Ray, D. Palmer, J. Duarte, G.E. McGuire, D. Temple. Appl. Phys. Lett. **66**, 17, 2183 (1995).