

05;11;12

## Распределение потенциала в сегнетокерамике при экзоэлектронной импульсной эмиссии электронов

© В.Н. Иванов, Л.М. Рабкин

Ростовский государственный университет,  
344090 Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: ivanov@phys.rnd.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 11 июля 2001 г. В окончательной редакции 18 января 2002 г.)

Численными методами исследовано распределение потенциала и поляризации в плоском эмитирующем слое сегнетокерамики состава PLZT-9/65/35 с двумя проводящими электродами: в виде системы лент на его эмитирующей стороне и сплошного на противоположной. Рассмотрено состояние, возникающее непосредственно после переполаризации на фронте приложенного импульса напряжения, когда еще не произошло экранирование поляризационных зарядов свободными. Установлено, что при напряженности импульсного поля, существенно превышающей удвоенную величину коэрцитивного поля, в приповерхностном слое между лентами образуются области с чередующейся по направлению поляризацией, ее нормальная составляющая в максимумах близка к насыщению. Электрическое поле по обе стороны поверхности меняется в соответствии с вектором поляризации и достигает 200 кВ/см. На микронеоднородностях поверхности поле значительно больше, т.е. именно автоэлектронная эмиссия ответственна за выход электронов из сегнетокерамики в процессе ее импульсной переполаризации.

### Введение

Хотя эмиссия электронов из сегнетокерамики исследуется достаточно долго, до настоящего времени нет полного понимания ее природы. Установлено [1], что это явление связано с переориентацией спонтанной поляризации под воздействием импульса напряженности электрического поля. Очевидно, что обоснованные гипотезы о механизме эмиссии можно сформулировать только после исследования распределения потенциала вблизи поверхности сегнетокерамического эмиттера в момент импульса эмиссии. Последний наблюдается непосредственно за фронтом импульса внешнего поля после переполаризации сегнетокерамики, пока ее свободные заряды еще не скомпенсировали появившиеся поляризационные заряды.

Настоящая работа посвящена самосогласованному расчету указанного потенциала. Зависимость поляризации, переключаемой фронтом импульса поля, от величины этого поля принята в виде, установленном в работе [2], основанной на статистической модели Прейзаха [3].

### Используемые модель и метод расчета потенциала

Полагаем, что полупространство  $y > 0$ , которое в дальнейшем именуем областью I, занимает сегнетокерамика, а полупространство  $y < 0$  (область II) — вакуум. В плоскости раздела  $y = 0$  расположена бесконечная решетка тонких проводящих лент, неограниченных в направлении  $z$  и имеющих в направлении  $x$  ширину  $b$ . Для простоты период структуры в направлении  $x$  при-

нимаем равным  $2b$ . Считаем, что потенциал лент равен нулю, а в области I действует импульсное внешнее поле, которое на удалении от границы раздела можно считать однородным

$$E^y = E_0, \quad y \gg b. \quad (1)$$

При достаточно большой величине напряженности  $E_0$  возникает переключение поляризации, сопровождаемое появлением объемных и поверхностных (в плоскости  $y = 0$ ) поляризационных зарядов. Напряженность поля, определяющая поляризацию, складывается из внешней напряженности и напряженности, создаваемой самой неоднородной поляризацией. При их вычислении необходимо учитывать влияние заземленных проводящих лент. Связь напряженности с поляризацией является нелинейной [2], поэтому самосогласованное решение задачи о распределении потенциала в рассматриваемой модели возможно только численными методами.

Используется метод последовательных приближений, в котором на каждом шаге потенциал по известным источникам рассчитывается методом конечных разностей в сочетании с преобразованием Фурье [4–6]. Далее численным дифференцированием вычисляется напряженность электрического поля и в соответствии с [2] вектор поляризации. Его нормальная составляющая в промежутках между лентами определяет поверхностные поляризационные заряды. Объемные поляризационные заряды вычисляются численным дифференцированием составляющих вектора поляризации. Найденные источники поля используются затем для вычисления потенциала в следующем приближении.

## Потенциал, создаваемый напряженностью внешнего поля

Начало координат помещаем в середине зазора между лентами и выбираем в плоскости  $xOy$  квадратную сетку с шагом  $d = b/M$ , так что краю ленты соответствует  $x = dM/2$ , где  $m$  полагаем четным числом. Ввиду характера симметрии задачи достаточно рассчитать потенциал в полосе  $0 \leq x \leq b$ .

Для потенциала границы раздела областей, определенного в точках  $x_m = md$  ( $m = 0, 1, \dots, M$ ), записываем дискретное преобразование Фурье

$$v_m = \hat{v}_0/2 + \sum_{k=1}^{M-1} \hat{v}_k \cos \frac{\pi km}{M} + \hat{v}_M/2 \cdot \cos \pi M, \quad m = 0, 1, 2, \dots, M, \quad (2)$$

$$\hat{v}_k = 2/M \cdot \left( v_0/2 + \sum_{m=1}^{M/2-1} v_m \cos \frac{\pi km}{M} \right), \quad k = 0, 1, 2, \dots, M, \quad (3)$$

где в выражении для фурье-коэффициентов (3) учтено, что  $v_m = 0$  при  $m = M/2, M/2 + 1, \dots, M$  (в точках на заземленной ленте).

Используя метод разделения переменных [4], записываем решение разностного уравнения Лапласа для потенциала в точках  $x_m = md$  ( $m = 0, 1, 2, \dots, M$ ),  $y_n = nd$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) области I

$$V_{nm}^I = \hat{v}_0/2 + \sum_{k=1}^{M-1} \hat{v}_k \cos \frac{\pi km}{M} e^{-\beta_k n} + \hat{v}_M/2 \cos \pi M e^{-\beta_M n} - E_0 n d \quad (4)$$

и в точках  $x_m = md$  ( $m = 0, 1, 2, \dots, M$ ),  $y_n = -nd$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) области II

$$V_{nm}^{II} = \hat{v}_0/2 + \sum_{k=1}^{M-1} \hat{v}_k \cos \frac{\pi km}{M} e^{-\beta_k n} + \hat{v}_M/2 \cdot \cos \pi M e^{-\beta_M n}, \quad (5)$$

$$\beta_k = \text{Arch} \left( 2 - \cos \frac{\pi k}{M} \right). \quad (6)$$

Представленный выражениями (4) и (5) потенциал удовлетворяет условию непрерывности на границе областей I и II. Чтобы удовлетворить условию непрерывности нормальной составляющей электрической индукции в зазоре между лентами, записываем выражение для  $y$ -составляющей поля

$$E_{ynm}^{VI} = E_0 + d^{-1} \sum_{k=1}^{M-1} \hat{v}_k \beta_k \cos \frac{\pi km}{M} e^{-\beta_k n} + d^{-1} \hat{v}_M/2 \cdot \beta_M \cos \pi M e^{-\beta_M n}, \quad (7)$$

$$E_{ynm}^{VII} = -d^{-1} \sum_{k=1}^{M-1} \hat{v}_k \beta_k \cos \frac{\pi km}{M} e^{-\beta_k n} - d^{-1} \hat{v}_M/2 \cdot \beta_M \cos \pi M e^{-\beta_M n}. \quad (8)$$

Граничное условие для нормальной составляющей индукции

$$\varepsilon E_{ynm}^{VI} - E_{ynm}^{VII} = 0, \quad m = 0, 1, 2, \dots, M/2 - 1, \quad (9)$$

где  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость керамики, не связанная со спонтанной поляризацией, приводит к системе уравнений относительно фурье-коэффициентов потенциала

$$\sum_{k=1}^{M-1} \hat{v}_k \beta_k \cos \frac{\pi km}{M} + \hat{v}_M/2 \cdot \beta_M \cos \pi M = -\varepsilon/(\varepsilon + 1) d E_0, \quad m = 0, 1, 2, \dots, M/2 - 1, \quad (10)$$

которую необходимо дополнить системой уравнений

$$\hat{v}_0/2 + \sum_{k=1}^{M-1} \hat{v}_k \cos \frac{\pi km}{M} + \hat{v}_M/2 \cdot \cos \pi M = 0, \quad m = M/2, M/2 + 1, \dots, M, \quad (11)$$

следующих из равенства нулю потенциала проводящих лент. Решение системы уравнений (10) и (11) вместе с выражениями (4) и (5) определяют потенциал в обеих областях в отсутствие спонтанной поляризации.

Построенное выше численное решение относится к простой задаче, аналитическое решение которой получается конформным отображением, и потенциал в плоскости раздела имеет вид

$$v = 2\pi^{-1} E_0 b \text{ Arch} [2^{1/2} \cos(\pi x/2b)]. \quad (12)$$

Но задача о потенциале, создаваемом поляризационными зарядами, решается только разностным методом и полезно оценить его погрешность сравнением с аналитическим результатом. В модели бесконечно тонких лент вычисленная аналитически напряженность электрического поля, как легко проверить дифференцированием выражения (12), неограниченно возрастает при приближении к краю ленты, разностное решение этим свойством не обладает.

Результаты вблизи краев лент в используемой модели неточны еще и потому, что реальный электрод имеет конечную толщину. Но из дальнейшего будет видно, что характерное поведение потенциала и поляризации, объясняющее возможный механизм эмиссии, наблюдается вдоль всего зазора между лентами.

Для середины зазора потенциал, найденный численно, отличается от вычисленного аналитически на 7% при  $M = 8$ , что уже достаточно для качественной картины, при этом с ростом  $M$  ошибка быстро убывает.

Отметим также, что в выражениях (7) и (8) при вычислении напряженности посредством конечных разностей вместо множителей  $\beta_k$  следовало бы записать  $\text{sh} \beta_k$ .

Но сравнение результатов расчетов разностным методом и аналитическим показывает, что лучшую точность обеспечивают множители  $\beta_k$ , которые появляются при использовании непрерывных рядов Фурье.

### Потенциал, создаваемый поляризационными зарядами

Для решения разностного уравнения Пуассона, которому удовлетворяет потенциал в области I, используем двойное дискретное преобразование Фурье [5], записывая связь между потенциалом и его фурье-коэффициентами в виде

$$U_{nm}^{I*} = \sum_{l=1}^{N-1} \sum_{k=0}^{M'} \hat{v}_{lk}^* \sin \frac{\pi l n}{M} \cos \frac{\pi k m}{M}, \quad (13)$$

$$\hat{v}_{lk}^* = 4M^{-1}N^{-1} \sum_{n=1}^{N-1} \sum_{m=0}^{M'} U_{nm}^{I*} \sin \frac{\pi l n}{N} \cos \frac{\pi k m}{M}, \quad (14)$$

где штрих у сумм по  $k$  и  $m$  означает весовой коэффициент  $1/2$  в слагаемых с номером 0 и  $M$ . Объемная плотность поляризационного пространственного заряда  $\rho_{nm}^*$  и ее фурье-коэффициент  $\hat{\rho}_{lk}^*$  связаны соотношениями аналогичными (13) и (14).

Рассчитывая потенциал и пространственный заряд в керамике, мы в соответствии с используемым методом ограничиваемся заданием потенциала в числе точек  $N+1$  в направлении  $y$ . Но из электродинамической теории [7] известно, что решетка заметно возмущает перпендикулярное ее плоскости однородное электрическое поле только на расстоянии порядка ее периода. Можно ожидать, что и эффекты, связанные с неоднородностью поляризации, также проявляются на этом расстоянии, т.е. при расчетах достаточно выбрать  $N = 2M$ . Результаты расчетов подтверждают допустимость такого выбора величины  $N$ .

Фурье-коэффициенты потенциала и плотности заряда связаны соотношением [5]

$$\hat{u}_{lk}^* = \hat{\rho}_{lk}^* d^2 / (\varepsilon \varepsilon_0 \lambda_{lk}), \quad (15)$$

где

$$\lambda_{lk} = 4 - 2 \cos \frac{\pi l}{N} - 2 \cos \frac{\pi k}{M} \quad (16)$$

— собственные значения разностного оператора Лапласа.

Равенства (13)–(15) определяют потенциал, обращаемый в нуль на границе раздела областей. Чтобы построить решение, удовлетворяющее неоднородным граничным условиям

$$U_{0m}^I = \begin{cases} u_m, & m = 0, 1, \dots, M/2 - 1, \\ 0, & m = M/2, M/2 + 1, \dots, M, \end{cases} \quad (17)$$

воспользуемся методом эквивалентных зарядов [6]. Для этого свяжем эквивалентный заряд  $\rho_{nm}^*$  с реальным зарядом  $\rho_{nm}$  равенством

$$\rho_{nm}^* = \begin{cases} \rho_{1m} + \varepsilon \varepsilon_0 U_{0m}^I, & n = 1, \\ \rho_{nm}, & n \neq 1, \end{cases} \quad (18)$$

обеспечивающим выполнение неоднородных граничных условий для интересующего нас потенциала  $U_{0m}^I$ .

Удобно ввести разностную функцию Грина

$$G(n, m; n', m') = \frac{4d^2}{MN} \sum_{l=1}^{N-1} \sum_{k=0}^{M'} \lambda_{lk}^{-1} \sin \frac{\pi l n}{N} \times \cos \frac{\pi k m}{M} \sin \frac{\pi l n'}{N} \cos \frac{\pi k m'}{M}, \quad (19)$$

связывающую потенциал в области I с его источниками

$$U_{nm}^I = (\varepsilon \varepsilon_0)^{-1} \sum_{n'=1}^{N-1} \sum_{m'=0}^{M'} G(n, m; n', m') \rho_{n'm'} + d^{-2} \sum_{m'=0}^{M/2-1} G(n, m; 1, m') u_{m'}. \quad (20)$$

Потенциал в области II, принимающий граничные значения (17), записывается в соответствии с соотношениями (2)–(4), в которых величины  $v_m$  и  $\hat{v}_k$  следует заменить на  $u_m$  и  $\hat{u}_k$ .

Составляющие электрического поля в направлении  $y$  представляем через разностные производные по  $n$  соответствующих функций Грина (объемной для области I и поверхностной для области II)

$$G_n(n, m; n'm') = \frac{4d}{MN} \sum_{l=1}^{N-1} \sum_{k=0}^{M'} \lambda_{lk}^{-1} \sin \frac{\pi l}{N} \cos \frac{\pi l n}{N} \times \cos \frac{\pi k m}{M} \sin \frac{\pi l n'}{N} \cos \frac{\pi k m'}{M}, \quad (21)$$

$$g_n(m; m') = \frac{2}{dM} \sum_{k=1}^{M'} \beta_k \cos \frac{\pi k m}{M} \cos \frac{\pi k m'}{M}, \quad (22)$$

$$E_{ynm}^{U \Pi} = -(\varepsilon \varepsilon_0)^{-1} \sum_{n'=1}^{N-1} \sum_{m'=0}^{M'} G_n(n, m; n'm') \rho_{n'm'} - d^{-2} \sum_{m'=0}^{M/2-1} G_n(n, m; 1, m') u_{m'}, \quad (23)$$

$$E_{ynm}^{U \Pi} = -d^{-1} \sum_{m'=1}^M g_n(m; m') u_{m'}. \quad (24)$$

Условие непрерывности в промежутке между лентами нормальной составляющей электрической индукции,

включающей переключаемую часть поляризации,

$$\begin{aligned} \varepsilon \varepsilon_0 E_{y0m}^{U I} - \varepsilon_0 E_{y0m}^{U II} &= -P_{y0m}, \\ m &= 0, 1, 2, \dots, M/2 - 1 \end{aligned} \quad (25)$$

приводит к системе уравнений для определения значения потенциал  $u_m$  на линии раздела

$$\begin{aligned} \sum_{m'=0}^{M/2-1} \{d^{-1} g_n(m; m') - \varepsilon d^{-2} G_n(0, m; 1, m')\} &= -\varepsilon_0^{-1} P_{y0m} \\ + \varepsilon_0^{-1} \sum_{n'=1}^{N-1} \sum_{m'=0}^M G_n(0, m; n', m') \rho_{n', m'}, \\ m &= 0, 1, \dots, M/2 - 1. \end{aligned} \quad (26)$$

Составляющая вектора поляризации  $-P_y$  в равенствах (25) и (26) представляет собой поверхностную плотность связанных с переключаемой поляризацией зарядов.

После решения системы уравнений (26) потенциал в области I вычисляется с использованием выражения (20) с дальнейшим дополнением матрицы потенциала строкой  $U_{0m}^I$  в соответствии с (17) и строкой нулевых значений  $U_{Nm}^I = 0$ . В области II потенциал  $U_{nm}^{II}$  вычисляется с использованием аналогов выражений (3) и (5).

## Поляризация и поляризационные заряды

Потенциал, создаваемый внешним полем совместно с переключаемой поляризацией, представляется суммами  $V_{nm}^I + U_{nm}^I$  и  $V_{nm}^{II} + U_{nm}^{II}$ . Необходимая для вычисления переключаемой поляризации полная напряженность поля получается численным нахождением градиента потенциала. Используются центральные разности, на границах  $m = 0, M$  учитывается симметрия решения. На границах  $n = 0, M$  используются простые разности.

Вектор поляризации в соответствии с [2] вычисляется по формуле

$$P = \begin{cases} 0, & E < 2E_c, \\ (E/e)(P_s/3) \{ \operatorname{erf}[(E - E_c)/(2^{1/2}\sigma_i)] - \operatorname{erf}[E_c/(2^{1/2}\sigma_i)] \}, & E > 2E_c, \end{cases} \quad (27)$$

где  $\operatorname{erf}(x)$  — интеграл вероятности [8] и параметры функции распределения доменов сегнетокерамики по внутренним полям:  $P_s$  — спонтанная поляризация,  $E_c$  — коэрцитивное поле,  $\sigma_i^2$  — дисперсия внутреннего поля.

Объемная плотность поляризационных зарядов вычисляется по формуле

$$\rho = -\operatorname{div} \mathbf{P}, \quad (28)$$

численное дифференцирование выполняется аналогично дифференцированию потенциала. При вычислении фурье-коэффициентов пространственного заряда  $\hat{\rho}_{ik}$

с помощью соотношения, аналогичного (14), значения плотности пространственного заряда на границах  $n = 0, N$  не учитываются. Это означает, что суммарный поляризационный заряд, определяющий потенциал, оказывается не равным нулю. Для устранения возникающей погрешности перед дальнейшими вычислениями элементы матрицы  $\rho_{1m}$  заменяются на  $\rho_{1m} + \rho_{0m}/2$ , а элементы  $\rho_{N-1,m}$  — на  $\rho_{N-1,m} + \rho_{Nm}/2$ , и тогда, как нетрудно проверить, при выбранных формулах численного дифференцирования закон сохранения заряда выполняется.

## Метод последовательных приближений

Изложенная выше последовательность расчетов представляет собой один шаг метода последовательных приближений. Нулевым приближением выбирается потенциал  $V_{nm}$  в отсутствие поляризационных зарядов. Так как простое повторение шагов не обеспечивает сходимости метода, после каждого  $i$ -го шага улучшенное приближение матрицы плотности зарядов  $\tilde{\rho}_{nm}^{(i)}$  вычисляется по рассчитанной на этом шаге матрице  $\rho_{nm}^{(i)}$  по формуле

$$\tilde{\rho}_{nm}^{(i)} = \alpha \rho_{nm}^{(i)} + (1 - \alpha) \tilde{\rho}_{nm}^{(i-1)}, \quad (29)$$

где постоянный параметр  $\alpha$  подбирается по наибольшей скорости сходимости, т.е. используется модифицированный метод Ньютона–Канторовича [9].

Ориентировочная величина параметра  $\alpha$  определяется по нескольким первым шагам, выполненным без улучшения приближений, по формуле для ускорения сходимости [9]

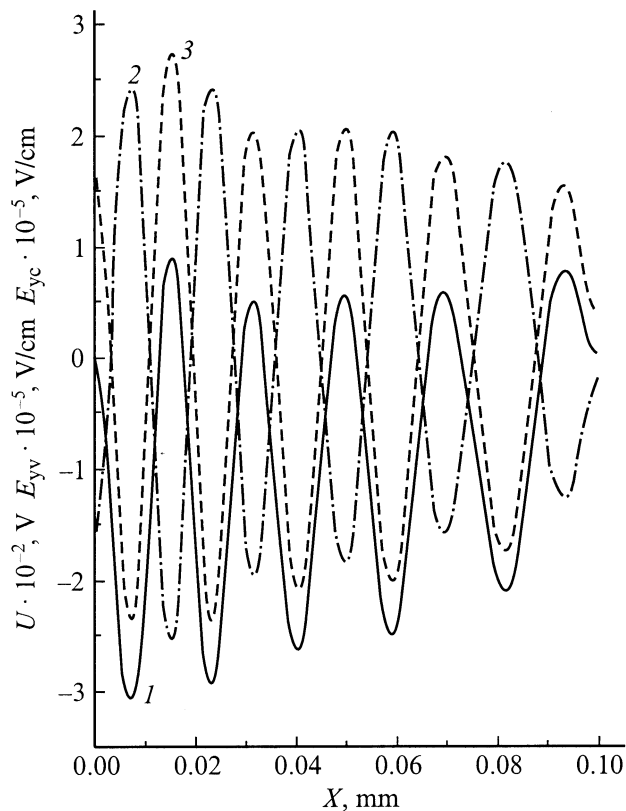
$$\alpha = \frac{l_{i+1} - l_i}{l_{i+2} - 2l_{i+1} + l_i}, \quad (30)$$

где в качестве линейного функционала  $l_i$ , зависящего от решения, выбирается один из низших гармоник матрицы пространственного заряда, например  $\hat{\rho}_{12}^{(i)}$ .

## Результаты расчета

Расчет распределения потенциала и поляризации проводился для сегнетокерамики состава PLZT-9/65/35. Ее относительная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = 4650$  [10], а параметры, входящие в выражение (27), вычислены в работе [2] и при температуре 20°C составляют  $P_s = 74 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ,  $E_c = 3.73 \text{ kV}/\text{cm}$ ,  $\sigma_i = 11.4 \text{ kV}/\text{cm}$ . Ширина проводящих лент принята  $b = 0.2 \text{ mm}$ , а напряженность приложенного внешнего электрического поля —  $E_0 = 10 \text{ kV}/\text{cm}$ , при которой в эксперименте [11] наблюдалась достаточно интенсивная электронная эмиссия.

Эмиссия электронов происходит с поверхности керамики в промежутках между проводящими лентами, поэтому далее приводятся характеристики поля в той части керамики, которая граничит с этой поверхностью. Напомним, что начало координат совпадает с серединой



**Рис. 1.** Распределение на поверхности керамики потенциала  $U$  (1) и составляющих напряженности электрического поля в вакууме  $E_{yv}$  (2) и в керамике  $E_{yc}$  (3).

зазора, ось  $Ox$  располагается на поверхности перпендикулярно лентам, ось  $Oy$  направлена в керамику.

На рис. 1 приведены рассчитанные потенциал  $U$  и составляющие напряженности поля: в вакууме —  $E_{yv}$  и в керамике —  $E_{yc}$  на поверхности ( $y = 0$ ) в зазоре. Видно, что нормальные составляющие  $E_{yc}$  и  $-E_{yv}$  отличаются незначительно и, следовательно, основную роль в их создании играют поверхностные поляризационные заряды с плотностью, равной  $-P_y$ . Зависимость от координаты  $x$  тангенциальной составляющей поля  $E_x$  на поверхности, не представленная на рис. 1, также имеет осциллирующий характер. Ее экстремальные значения численно также близки к экстремальным значениям нормальных составляющих и располагаются между экстремумами последних.

Такое поведение поля связано с характером распределения переключаемой части поляризации, как это видно из рис. 2, на котором представлено поле этого вектора на участке, прилегающем к поверхности и середине зазора. В приповерхностном слое располагаются области с чередующимися направлениями поляризации. На поверхности значение поляризации достигает насыщения, равного в соответствии с соотношением (27) величине  $P_s/3\{1 - \operatorname{erf}[E_c/(2^{1/2}\sigma_i)]\} \cong 18 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ , и убывает на порядок при удалении от поверхности в направлении  $y$

на расстояние, равное протяженности одной вариации вдоль  $x$ . Поле вектора напряженности  $\mathbf{E}$  в керамике аналогично полю вектора  $\mathbf{P}$ , но существенное убывание в направлении  $y$  происходит на расстоянии вдвое меньшем.

Причина чередования поляризации в том, что в однородном внешнем поле, несколько превосходящем величину  $2E_c$ , близкая к насыщению поляризация создает деполаризующее поле значительно большее  $2E_c$  и, следовательно, однородная поляризация невозможна; т.е. причина аналогична вызывающей появление доменов в монокристалле. Но здесь в каждой из рассматриваемых областей предполагается наличие большого числа доменов в соответствии с моделью Прейзаха, на основе которой было в [2] получено выражение (27).

Неоднородность распределения поляризации вдоль поверхности керамики вызвана неоднородностью граничных условий из-за наличия периодической решетки лент. Для проверки этого положения была исследована поляризация в однородной структуре. В полубесконечной керамике однородное внешнее поле создается сторонними зарядами противоположных знаков, равномерно распределенными на ее свободной поверхности и бесконечно удаленной. При однородном поле в качестве начального приближения получаются параллельные поверхности слоя с поляризацией, перпендикулярной поверхности и меняющейся по направлению. Если в начальное приближение ввести периодическое гармоническое возмущение потенциала поверхности, последовательные приближения сходятся к решению, в котором в приповерхностном слое повторяются с соответствующим периодом области, аналогичные имеющимся в керамике с лентами. Такая однородная структура, очевидно, имеет ряд равновесных состояний, каждое со своим локальным минимумом энергии, и итерации сходятся к одному из них в зависимости от выбранного начального приближения.

Остановимся на выборе допустимого числа разбиений  $M$  (шага сетки). Величина  $M$  определяет число учитываемых в решении фурье-составляющих и ограничивает максимальное число возможных вариаций решения в направлении  $x$ .

Расчеты показали, что с увеличением  $M$  пропорционально растет число вариаций и обратно пропорционально уменьшается толщина приповерхностного слоя, где велики поле, поляризация и плотность запасенной энергии, но максимальные значения этих величин остаются практически неизменными. Решение, очевидно, соответствует минимально возможному при заданном  $M$  значению электростатической энергии. Однако это свойство решения связано с предположением о строгой однородности керамики. Реально она состоит из кристаллитов, разделенных неполярной стекловидной фазой. Можно ожидать, что области с большой поляризацией совпадают с кристаллитами и имеют размер порядка нескольких (до 10)  $\mu\text{m}$ . По этой причине в расчетах, результаты которых приведены на рис. 1–2, было выбрано  $M = 32$ ,

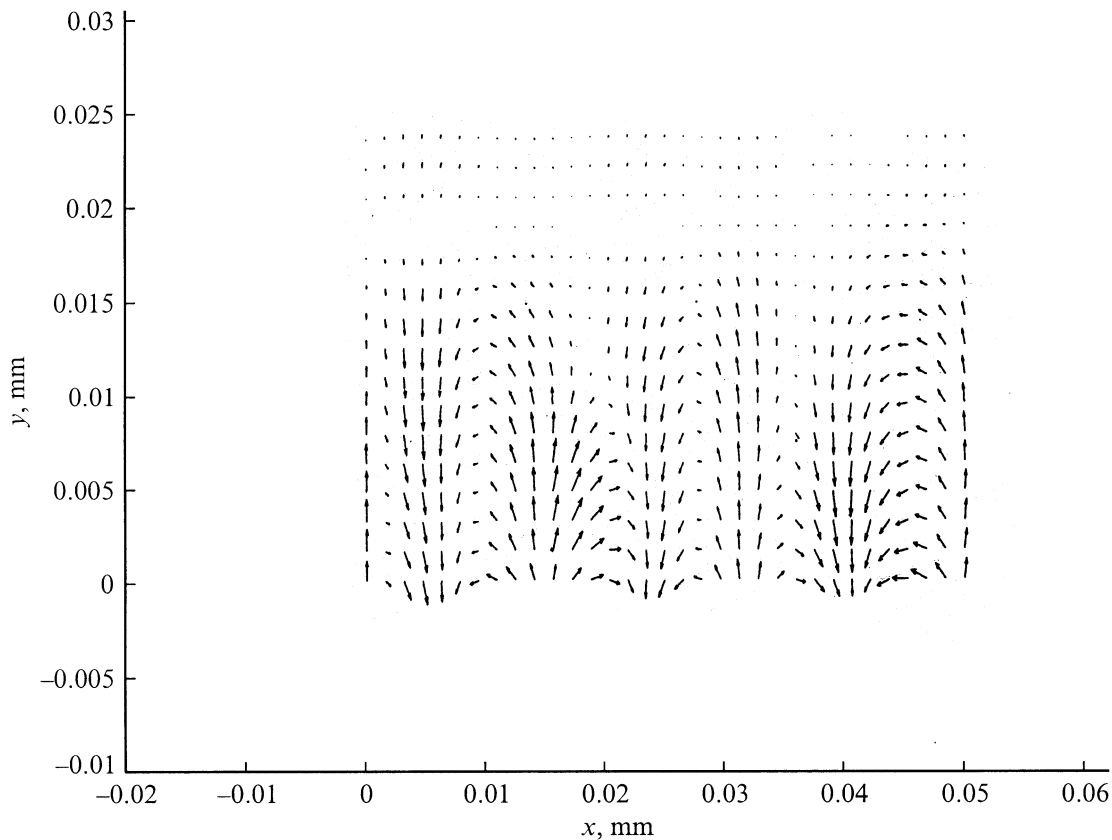


Рис. 2. Поле вектора поляризации вблизи поверхности керамики в средней части зазора между лентами.

хотя численный метод сохраняет устойчивость и при вдвое большем  $M$ . При таком выборе обеспечивается и выполнение условия применимости модели Прейзаха и соответственно выражения (27): размер домена, который в керамике имеет порядок  $1\ \mu\text{m}$ , мал по сравнению с характерной длиной электростатической задачи.

## Обсуждение полученных результатов и выводы

Проведенные расчеты показали, что в эмиттере из сегнетокерамики состава PLZT-9/65/35 непосредственно после приложения импульса внешнего электрического поля с напряженностью, существенно превышающей удвоенную величину коэрцитивного поля, в слое, прилегающем к поверхности в промежутках между лентами, образуются области с чередующейся по направлению поляризацией, близкой в максимуме к насыщению и перпендикулярной поверхности. При этом у поверхности как внутри, так и вне керамики возникает электрическое поле с напряженностью, достигающей  $200\ \text{kV/cm}$  и меняющейся по направлению в соответствии с изменением направления вектора поляризации. В керамике такое поле соизмеримо с пробивным, но, будучи сосредоточенным в тонком приповерхностном слое, оно вызывает только искривление зон и за счет ударной ионизации

лавинное размножение носителей. Их концентрации, как следует из оценок, приведенных в [12] и [13], в слое порядка  $10^{-7}\ \text{cm}$  достигают значений порядка  $10^{21}\ \text{cm}^{-3}$ . Можно предположить, что, как и в титанате бария [12], здесь источниками носителей являются примесные уровни (например,  $F$ -центры кислородных вакансий) или уровни поверхностных состояний.

Рассчитанная величина напряженности электрического поля в приповерхностном слое дополняет известную из эксперимента картину эмиссии электронов из сегнетокерамики и позволяет сделать вывод о глубоком сходстве между ней и эмиссией из различных диэлектриков, вызванной инжекцией в них электронов с энергией  $0.2 \dots 1/2\ \text{MeV}$  [14,15]. Эмиссия с диэлектрика, называемая критической (взрывной), возникает вследствие накопления в его приповерхностном слое заряда такой величины, что создаваемое этим зарядом поле достигает у поверхности значения порядка  $100\ \text{kV/cm}$ . В результате импульса эмиссии длительностью от единиц до десятков  $\text{ns}$  с плотностью тока от десятков до сотен  $\text{A/cm}^2$  происходит выброс инжектированного заряда и далее процесс накопления заряда с последующей эмиссией может многократно повторяться. Сходство с эмиссией из сегнетокерамики имеется и в возникновении на поверхности диэлектрика плазмы, приводящей при определенных условиях к вакуумному разряду.

Принимая во внимание отмеченное качественное и количественное сходство этих двух видов электронной эмиссии, можно ожидать, что предложенные в работе [15] подходы к созданию теории эмиссии применимы и к случаю эмиссии из сегнетокерамики. В частности, можно считать, что важную роль в достижении высокой плотности тока эмиссии играют микронеоднородности поверхности керамики, как неровности, так и неоднородности ее структуры. По-видимому, именно локальное увеличение поля на один-два порядка на неоднородности приводит к интенсивной автоэлектронной эмиссии.

Для дальнейшего развития количественной теории эмиссии из сегнетокерамики, возникающей в процессе ее переполяризации, очевидно, необходимо уточнить, какие изменения при переполяризации происходят в электронной подсистеме сегнетоэлектрика, имеющего дефекты структуры.

Настоящая работа выполнена в соответствии с проектом № 582 программы „Интеграция“.

## Список литературы

- [1] Zhang W., Huebner W. // *Ferroelectrics*. 1999. Vol. 221. P. 199-207.
- [2] Иванов В.Н., Рабкин Л.М. // *ЖТФ*. 2000. Т. 70. Вып. 12. С. 43-46.
- [3] Турик А.В. // *ФТТ*. 1963. Т. 5. Вып. 4. С. 1213-1215.
- [4] Морс Ф.М., Феибах Г. *Методы теоретической физики*. М.: ИЛ, 1958. Т. 1. 960 с.
- [5] Поттер Д. *Вычислительные методы в физике*. М.: Мир, 1975. 392 с.
- [6] Хокни Р., Иствуд Дж. *Численное моделирование методом частиц*. М.: Мир, 1987. 640 с.
- [7] Вайнштейн Л.А. // *Электроника больших мощностей*. М.: АН СССР, 1963. Сб. 2. С. 25-56.
- [8] *Справочник по специальным функциям*. / Под ред. М. Абрамовица, И. Стигана. М.: Наука, 1979. 832 с.
- [9] Красносельский М.А., Вайникко Г.М., Забрейко П.П. и др. *Приближенное решение операторных уравнений*. М.: Наука, 1969. 456 с.
- [10] Haertling G.H., Land C.E. // *J. Amer. Ceramic Soc.* 1971. Vol. 50. N 1. P. 1-11.
- [11] Hundel H., Hadrek J., Riege H. et al. // *Ferroelectrics*. 1990. Vol. 110. P. 183-192.
- [12] Гуро Г.М., Иванчик И.И., Ковтонок Н.Ф. // *Сб. Титанат бария*. М.: Наука, 1973. С. 71-77.
- [13] Лайнс М., Гласс А. *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы*. М.: Мир, 1981. 736 с.
- [14] Watson A., Dow J. // *J. Appl. Phys.* 1968. Vol. 39. N 13. P. 5935-5940.
- [15] Вайсбурд Д.И., Твердохлебов С.И., Тухфатуллин Т.А. // *Изв. вузов. Физика*. 1997. Т. 40. Вып. 11. С. 45-67.