

## ВКЛАД ФЛУКТУАЦИЙ В ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭКЗОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ

В.И.Носова, В.Н.Федосов

Воронежский государственный университет,  
394693, Воронеж, Россия  
(Поступило в Редакцию 22 декабря 1994 г.  
В окончательной редакции 19 мая 1995 г.)

Экзоэлектронная эмиссия в сегнетоэлектриках, исследуемая при разнообразных условиях, всегда имеет особенности в окрестности температуры Кюри  $T_c$  [1,2], проявляющиеся обычно в виде пика эмиссионного тока. Известно [3,4], что в некоторых сегнетоэлектрических кристаллах напряженность пироэлектрического поля может быть достаточной для возникновения экзоэмиссии с поверхности кристалла. Вблизи  $T_c$  на выход эмиссии также могут оказывать влияние флуктуации поля, вызванные тепловыми флуктуациями  $\delta n_s$ , концентрации поверхностных электронных состояний. Вклад их в возбуждение экзоэмиссии косвенно можно оценить, вычисляя среднеквадратичную флуктуацию потенциала на поверхности, порожденную флуктуацией  $\delta n_s$ , и сравнивая полученное значение с потенциалом пироэлектрического поля.

В узком температурном интервале перехода в сегнетоэлектрическую фазу на поверхности образца имеют место существенная неоднородность деполяризующего поля и соответствующее неоднородное распределение электрической поляризации. При нахождении периода равновесной структуры, соответствующей минимуму энергии одноосного сегнетоэлектрика, амплитуда потенциала электрического поля на поверхности, перпендикулярной сегнетоэлектрической оси  $OZ$ , по порядку величины получается равной [5]

$$\varphi_0 = 2\sqrt{\pi\kappa}P, \quad (1)$$

где  $P$  — амплитуда спонтанной поляризации,  $\kappa$  — корреляционный параметр.

Для вычисления среднеквадратичной флуктуации потенциала удобно воспользоваться Фурье-представлением величин на плоскостях, перпендикулярных оси  $OZ$ . Связь между Фурье-компонентами  $n_{\mathbf{k}\perp}(z) = n_{\mathbf{k}\perp}\delta(z)$  и  $\varphi_{\mathbf{k}\perp}(z)$  флуктуаций поверхностной концентрации и потенциала дается уравнением Пуассона

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ \varepsilon(z) \frac{\partial \varphi_{\mathbf{k}\perp}}{\partial z} \right] - k_{\perp}^2 \varphi_{\mathbf{k}\perp} = 4\pi e n_{\mathbf{k}\perp} \delta(z), \quad \varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon, & z < 0, \\ 1, & z > 0, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость в направлении оси  $OZ$ .

Решение уравнения (2) имеет вид

$$\varphi_{\mathbf{k}_\perp}(z) = \varphi_{\mathbf{k}_\perp}(0) \begin{cases} e^{-|k_z|z}, & z > 0, \\ e^{|k_z|z/\sqrt{\varepsilon}}, & z < 0, \end{cases}$$

$$\varphi_{\mathbf{k}_\perp}(0) = \frac{4\pi e}{k_\perp(1 + \sqrt{\varepsilon})} n_{\mathbf{k}_\perp}. \quad (3)$$

Изменение свободной энергии поверхности может быть представлено в первом приближении в виде [6]

$$\delta F = \int dx dy \left[ \frac{T}{2n_{s0}} \delta n_s^2 - \frac{1}{2} e \varphi(x, y, 0) \delta n_s \right], \quad (4)$$

где  $n_{s0}$  — равновесное значение поверхностной концентрации. Второе слагаемое в (4) представляет собой «собственную» потенциальную энергию, поэтому введен множитель 1/2. В Фурье-представлении для единицы площади поверхности получаем

$$\delta F = \sum_{\mathbf{k}_\perp} \delta F_{\mathbf{k}_\perp} = \sum_{\mathbf{k}_\perp} \left[ \frac{T}{2n_{s0}} n_{-\mathbf{k}_\perp} n_{\mathbf{k}_\perp} + \frac{e}{2} \varphi_{\mathbf{k}_\perp}(0) n_{\mathbf{k}_\perp} \right]. \quad (5)$$

Учитывая (3), перепишем  $\delta F_{\mathbf{k}_\perp}$  в виде

$$\delta F_{\mathbf{k}_\perp} = \frac{T}{2n_{s0}} \left( 1 + \frac{1}{\lambda_s k_\perp} \right) |n_{\mathbf{k}_\perp}|^2, \quad (6)$$

где величина

$$\lambda_s = \frac{(1 + \sqrt{\varepsilon})T}{4\pi e^2 n_{s0}} \quad (7)$$

имеет смысл поверхностной длины экранирования.

Усреднение  $|n_{\mathbf{k}_\perp}|^2$  по ансамблю проводится элементарно и дает с учетом (6), (7)

$$\langle |n_{\mathbf{k}_\perp}|^2 \rangle = \frac{2n_{s0} \lambda_s k_\perp}{1 + \lambda_s k_\perp}. \quad (8)$$

Используя (3), (7), (8), имеем для среднего квадрата флуктуации Фурье-компоненты потенциала на поверхности

$$\langle |\varphi_{\mathbf{k}_\perp}(0)|^2 \rangle = \frac{8\pi T}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \frac{1}{k_\perp(1 + \lambda_s k_\perp)}. \quad (9)$$

Интегрируя (9) по всем  $\mathbf{k}_\perp$ , для которых  $|\mathbf{k}_\perp| \leq k_0$ , где  $k_0$  по порядку величины обратно размеру связанного состояния электрона, найдем величину  $V$ , дающую представление о вкладе флуктуаций в электрический потенциал поверхности

$$V^2 = \frac{8\pi e^2 n_{s0}}{(1 + \sqrt{\varepsilon})^2} \ln(1 + \lambda_s k_0). \quad (10)$$

Из (10) видно, что потенциал  $V$  слабо зависит от положения точки Кюри. Сравнивая его с потенциалом (1) при  $\varepsilon = 10^3$ ,  $P = 10^4$  GSE,  $\kappa = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, находим, что  $V \approx \varphi_0$  при  $n_{s0} \approx 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, т. е. при реальных концентрациях поверхностных электронных состояний вблизи  $T_c$  тепловые флуктуации этой концентрации могут играть существенную роль в возбуждении автоэмиссии с поверхности сегнетоэлектрика.

- [1] Розенман Г.И., Бойкова Е.И. ФТТ **20**, 8, 2498 (1978).  
 [2] Розенман Г.И., Рез И.С., Чепелев Ю.Л., Сорокина Е.А., Бойкова Е.И. ФТТ **22**, 11, 3488 (1980).  
 [3] Biedrzycky K. Phys. Stat. Sol. (a) **109**, 79 (1988).  
 [4] Розенман Г.И. ФТТ **30**, 8, 2323 (1988).  
 [5] Федосов В.Н., Лазарев А.П. Изв. АН СССР. Сер. физ. **48**, 6, 1143 (1984).  
 [6] Федосов В.Н. ФТП **17**, 5, 941 (1983).

УДК 538.975

© Физика твердого тела, том 37, № 11, 1995  
 Solid State Physics, vol. 37, N 11, 1995

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ МАГНЕТИТА

*Е.В.Бабкин, Н.И.Киселев, В.Г.Пынько*

Институт физики им. Л.В.Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,  
 660036, Красноярск, Россия  
 (Поступило в Редакцию 19 мая 1995 г.)

Исследования гальваномагнитных свойств магнитоупорядоченных веществ дают важную информацию об их зонной структуре, взаимосвязи магнитных и электрических свойств. По сравнению с ферромагнитными металлами гальваномагнитным свойствам оксидов уделено значительно меньшее внимание, что, по-видимому, связано с их достаточно высоким электросопротивлением. Тем не менее, как это следует из обзора [1], магнитосопротивление магнитоупорядоченных оксидов проявляет особенности, не свойственные металлам.

Исследования магнитосопротивления в магнетите показали, что поперечный и продольный эффекты имеют отрицательный знак и растут при понижении температуры [2]. Измерения были выполнены на образцах естественного магнетита в температурной области 300–400 К в интервале магнитных полей до 15 кОе. Эти результаты коррелируют с неопубликованными данными А.Н.Горяги и Л.А.Скипетровой [1]. Целью настоящей работы явилось исследование магнитосопротивления магнетита в более широкой температурной области.

Образцами для исследования были выбраны монокристаллические пленки магнетита толщиной 3–5  $\mu\text{m}$ , осажденные методом химических транспортных реакций на подложки оксида магния. Технология получения и паспортизация образцов приведены в [3]. Измерения магнитосопротивления проведены в интервале магнитных полей до 17 кОе. Образцы размером 10 × 6 мм были помещены в держатель с выводами для питающих и измерительных приборов. Установка позволяет производить измерения электрических и гальваномагнитных свойств в температурном интервале 4.2–300 К.

Измерения выполнены на серии образцов. На рисунке приведены типичные результаты для температур 77 и 300 К. Как и в [2], характерной особенностью является уменьшение продольного и поперечного