

Влияние пространственного распределения инжектированного заряда на интенсивность возбужденной рентгеновским излучением электронной эмиссии из сегнетоэлектриков-электретов

© В.В. Колесников, А.Т. Козаков

Научно-исследовательский институт физики Ростовского-на-Дону государственного университета, 344104 Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: kozakov@iphys.rnd.runnet.ru

(Поступила в Редакцию 4 февраля 2000 г.
В окончательной редакции 10 мая 2000 г.)

Показано, что модель ускоряющего электрического поля в поверхностном слое сегнетоэлектрика-электрета предсказывает немонотонное поведение интенсивности электронной эмиссии, возбужденной мягким рентгеновским излучением, в зависимости от глубины залегания инжектированного заряда. Такое поведение согласуется с результатами модельных экспериментов.

Работа выполнена по госбюджетной тематике НИИ Физики при РГУ.

Электронная эмиссия, возбуждаемая мягким рентгеновским излучением с поверхности сегнетоэлектриков-электретов, в связи с рядом ее качественных физических особенностей, в работах [1–3] получила название аномальной (АЭЭ). Согласно предложенной в работе [1] теоретической модели, она обусловлена наличием в поверхностном слое твердого тела ускоряющей электроны разности потенциалов, способствующей их выходу в вакуум. Соответствующее поведение потенциальной энергии $\varphi(z)$ электрона (далее — просто потенциала) вблизи поверхности показано на вставке к рис. 1 [1]. Эффект связан с нелинейностью уравнения состояния сегнетоэлектрика $E(P)$ (зависимость электрического поля E от поляризации P), наблюдается лишь при общей величине инжектированного заряда $\sigma > P$ и, как показывает эксперимент [1–3], может приводить к возрастанию тока эмиссии более чем на два порядка по сравнению с его значением для нейтральной поверхности [4,5]. Из модели ускоряющего поля [1] следует, что интенсивность эмиссии должна зависеть от пространственного распределения $n(z)$ инжектированного электронного заряда, в частности, от глубины его залегания в поверхностном слое, так как она определяет ширину области z_0 (рис. 1) аномального поведения потенциала $\varphi(z)$ и близость области сильного электрического поля к поверхности. Как показано далее, это может быть использовано для непосредственной экспериментальной проверки теоретических предсказаний в рамках используемой модели.

Для $n(z)$ примем модельную зависимость вида

$$n(z) = \frac{\sigma_\infty}{\pi} \frac{\gamma}{(z-a)^2 + \gamma^2}; \quad (1)$$

она отвечает максимуму заряда на расстоянии a от поверхности (при $a < 0$ плотность монотонно падает от поверхности в глубь твердого тела). Величины σ_∞ и γ — параметры модели.

Распределение поляризации $P(z)$ в сегнетоэлектрике приближенно определяется выражением [6]

$$P(z) \approx \int_0^z dz n(z) \quad (2)$$

или с учетом (1)

$$\bar{P} \approx \frac{\sigma_\infty}{\pi P_s} \{ \arctg(\bar{z} - \bar{a}) + \arctg \bar{a} \}, \quad (2a)$$

где $\bar{z} = z/\gamma$; $\bar{a} = a/\gamma$; $\bar{P} = P/P_s$.

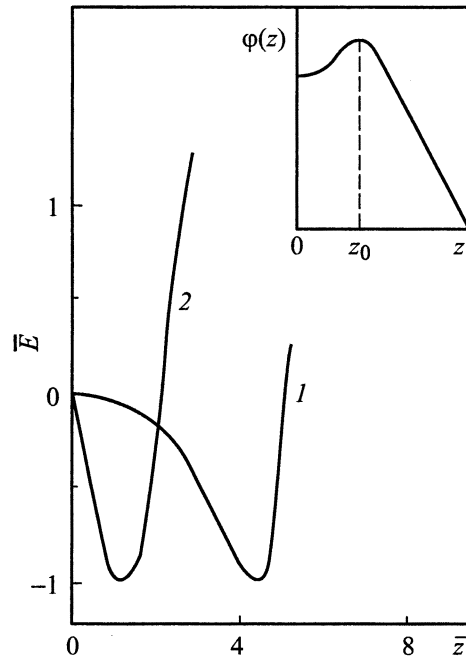


Рис. 1. Поведение относительной величины электрического поля $\bar{E} = E/E_c$ в поверхностном поле электрета для $\sigma_\infty/P_s = 2$ и $\bar{a} \equiv a/\gamma = 5.0$ (1), 1.0 (2) (величина $\bar{z} = z/\gamma$). На вставке — схематическое поведение потенциала $\varphi(z)$ согласно [1].

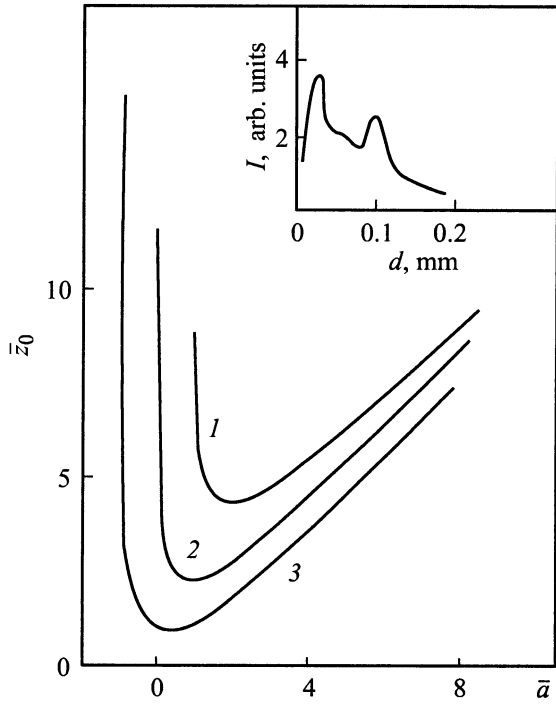


Рис. 2. Зависимость безразмерного параметра $\bar{z}_0 = z_0/\gamma$ от относительного положения $\bar{a} = a/\gamma$ максимума инжектированного заряда для $\sigma_\infty/P_s = 1.4$ (1), 2.0 (2), 4.0 (3). Вставка — экспериментальная зависимость $I(d)$ для сегнето-керамики ПКР-70 (см. текст).

Для уравнения состояния $\bar{E} \equiv E/E_c = \frac{3\sqrt{3}}{2}\bar{P}(\bar{P}^2 - 1)$ (E_c — коэрцитивное поле) [6] поведение электрического поля в поверхностном слое показано на рис. 1 для двух значений параметра a (знак поля соответствует принятому определению потенциала φ): при уменьшении a как максимум потенциала, так и область сильного электрического поля приближаются к поверхности, что должно приводить к росту интенсивности эмиссии. Более детальный анализ, однако, показывает, что зависимость указанных величин от a немонотонная. В частности, из выражения (2а) с учетом условия $P(z_0) = P_s$ для $z_0(a)$ находим

$$\bar{z} = \frac{1 + \bar{a}^2}{\bar{a} - a_0}, \quad (3)$$

где $a_0 = -\text{ctg}\pi P_s/\sigma_\infty$.

Зависимость $z_0(a)$ (рис. 2) имеет минимум при $a = a_{\min} = \text{tg}\pi P_s/2\sigma_\infty$; величина z_0 , в минимуме равная $z_0^{\min} = 2a_{\min}$, тем меньше, чем больше σ_∞ , а при $a \rightarrow a_0$ $z_0 \rightarrow \infty$. Для $\bar{a} < a_0$ величина общего заряда в твердом теле $\sigma(a) < P_s$, поэтому отсутствуют как область аномального потенциала вблизи поверхности, так и условия для аномальной электронной эмиссии [1]. Положение экстремума электрического поля также определяется выражением (3), в определении a_0 необходимо лишь произвести замену $P_s \rightarrow P_s/\sqrt{3}$. Описанные особенности поведения потенциала $\varphi(z)$ в

поверхностном слое электрета должны приводить к немонотонному поведению интенсивности аномальной электронной эмиссии в зависимости от положения a максимума инжектированного заряда.

Этот эффект действительно наблюдается в модельных экспериментах, результаты которых для образцов керамики ПКР-70 на основе PbTiO_3 , поляризованной по описанной в работе [7] методике, показаны на вставке к рис. 2: при послойном механическом удалении поверхностного слоя интегральная интенсивность эмиссии I , как функция толщины d снятого слоя, имеет два максимума. Зависимость $I(d)$, качественно согласующаяся с полученными выше выводами, следующими из модели ускоряющего электрического поля, кроме того указывает на наличие структуры из двух или более максимумов в распределении $n(z)$ инжектированного заряда в поверхностном слое сегнетоэлектрика-электрета. Влияние микроструктуры керамики на этот эффект в настоящее время исследуется.

В заключение отметим, что выполненный выше анализ относится к однородному вдоль плоскости образца состоянию. Для исследования его устойчивости и тесно связанной с этим проблемы описания формы спектров АЭЭ [1–3] необходим более общий теоретический подход, некоторые аспекты которого рассмотрены в работе [3]. Важным аспектом этих исследований является, в частности, описание формы спектров АЭЭ, ширины которых достигают сотен eV [1–3]. Сходство формы спектров электронной эмиссии из холодных катодов [8,9] и АЭЭ позволяет также ставить вопрос о сравнительном анализе физической природы этих явлений.

Авторы благодарят Новикова И.В. за предоставление экспериментальной зависимости $I(d)$.

Список литературы

- [1] 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).
- [2] А.Т. Козаков, В.В. Колесников, А.В. Никольский, В.П. Сахненко. ФТТ **39**, 4, 679 (1997).
- [3] В.В. Колесников, А.Т. Козаков, А.В. Никольский. ФТТ **42**, 1, 141 (2000).
- [4] А.Т. Козаков, В.В. Колесников, А.В. Никольский, В.П. Сахненко. ФТТ **36**, 2, 317 (1994).
- [5] В.В. Колесников, А.Т. Козаков, А.В. Никольский, В.П. Сахненко. Поверхность **3**, 915 (2000).
- [6] Е.В. Ченский, В.В. Тарасенко. ЖЭТФ **88**, 3(9), 1089 (1982).
- [7] А.Т. Козаков, И.В. Новиков, А.В. Никольский, А.И. Клевцов. Электронный журнал "Исследовано в России" **58** (1999). <http://zhurnal.mipt.rssi.ru/articles/1999/058.pdf>.
- [8] А.Ш. Айрапетов, И.И. Иванчик, А.Н. Лебедев, И.В. Левшин, Н.А. Тихомирова. ДАН СССР, физика **311**, 3, 594 (1990).
- [9] O. Auciello, M.A. Ray, D. Palmer, J. Duarte, G.E. McGuire, D. Temple. Appl. Phys. Lett. **66**, 17, 2183 (1995).