

# Потенциальный рельеф на поверхности поляризованных сегнетоэлектриков-электретов по спектрам аномальной электронной эмиссии

© А.Т. Козаков, А.В. Никольский, И.В. Новиков

Научно-исследовательский институт физики Ростовского государственного университета,  
344091 Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: kozakov@ip.rsu.ru, kozakov\_a@mail.ru

(Поступила в Редакцию 8 августа 2002 г.  
В окончательной редакции 2 декабря 2002 г.)

Предложена методика определения из спектров аномальной электронной эмиссии (АЭЭ) особенностей в распределении потенциала на свободной поверхности поляризованных сегнетоэлектриков-электретов. Эта методика применена для исследования потенциального рельефа на поверхности монокристалла магнониобата свинца и сегнетоэлектрической керамики. На примере магнониобата свинца сделан вывод о возможности использования спектров АЭЭ для контроля совершенства поверхностных слоев сегнетоэлектрических монокристаллов.

Работа выполнена по госбюджетной тематике НИИ физики при РГУ.

В ряде работ [1–7] обнаружен, а также экспериментально и теоретически исследован эффект аномальной электронной эмиссии (АЭЭ) с поверхности сегнетоэлектриков с электретными свойствами. Под термином сегнетоэлектрик с электретными свойствами понимается сегнетоэлектрик, обладающий электретным эффектом, с учетом сформированной полем электретных зарядов сегнетоэлектрической поляризации. В работе [7] показано, что форма спектров АЭЭ определяется распределением потенциала по поверхности исследуемого поляризованного образца. В связи с тем что потенциальный рельеф является важнейшей энергетической характеристикой поверхности сегнетоэлектриков, представляет интерес оценить возможность решения обратной задачи, а именно из спектров АЭЭ вычислить распределение потенциала по поверхности поляризованного сегнетоэлектрического образца или хотя бы получить информацию о его особенностях.

Цель настоящей работы состоит в аналитическом исследовании состава спектров АЭЭ и связи распределения потенциала с рядом характеристик поверхности поляризованного сегнетоэлектрического образца. При этом экспериментальные спектры обрабатываются по методике, теоретические аспекты которой изложены далее.

## 1. Расчет функции $n(\varphi)$

Определенное представление о потенциальном рельефе дает функция  $n(\varphi)$ , которую можно найти из экспериментального спектра АЭЭ, пользуясь выражением из [7]

$$I(\varepsilon) = \int j_0(\varepsilon - \varphi) n(\varphi) d\varphi, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — кинетическая энергия регистрируемого электрона,  $I(\varepsilon)$  — экспериментальный спектр,  $j_0(\varepsilon)$  —

спектральная плотность эмиссии с нейтральной поверхности,  $n(\varphi) = \int dl/|\nabla\varphi(\rho)|$ ,  $\varphi(\rho)$  — потенциал по поверхности. Суммирование в интеграле для  $n(\varphi)$  идет по эквипотенциальным линиям, что позволяет сделать вывод о пропорциональности  $n(\varphi)$  количеству точек на поверхности образца с данным значением потенциала. Существование тонкой структуры в форме  $n(\varphi)$  свидетельствует о наличии на поверхности образца потенциального рельефа. Чем больше структурных особенностей имеется в форме функции  $n(\varphi)$  и чем больше ее энергетическая ширина, тем более ранообразным является потенциальный рельеф. Наоборот, уменьшение энергетической ширины  $n(\varphi)$  свидетельствует о более однородном распределении потенциала.

Выражение (1) является интегральным уравнением типа свертки [8], в котором искомая функция  $n(\varphi)$  формально представляет собой истинное распределение интенсивности в спектре, а  $j_0(\varepsilon)$  является функцией искажения. Таким образом, получение информации о потенциальном рельефе на поверхности поляризованного сегнетоэлектрика сводится к задаче, часто возникающей в спектроскопии, а именно, к исправлению искажений в спектре. При этом экспериментальный спектр АЭЭ представляет собой известной приближение к  $n(\varphi)$ , а его форма, структура и эволюция в процессе релаксации заряда на поверхности сегнетоэлектрика-электрета также свидетельствуют об изменении в этом процессе потенциального рельефа на поверхности. Существующие методы решения интегрального уравнения при симметричной форме функции искажения, не изменяя числа особенностей в экспериментальном спектре, более четко выделяют их в спектре. В нашем случае, однако, функция  $j_0(\varepsilon)$  является асимметричной. Поэтому искажение ею истинного спектра должно приводить не только к размытию и сглаживанию особенностей в  $n(\varphi)$ , но и к изменению их формы и, возможно, сдвигу энергетиче-

ческого положения максимумов в экспериментальном спектре. Для решения уравнения (1) разработан целый ряд эффективных методов [8–11]. Обычные методы, основанные на преобразованиях Фурье и использующие симметричную функцию искажения, здесь оказались непригодными. Мы использовали поэтому метод, основанный на вероятностной теореме Байеса, который позволяет проводить исправление спектра несимметричной функцией [11]. К тому же этот метод в принципе не допускает появления отрицательных интенсивностей, обладает устойчивостью к небольшим статистическим ошибкам эксперимента и обеспечивает равенство площадей исправленного и экспериментального спектров, что очень облегчает практическую реализацию метода.

В отличие от работы [7], где функция  $j_0(\varepsilon)$  аппроксимировалась функцией вида  $j_0(\varepsilon) \approx \exp(\varepsilon/\gamma)\theta(\varepsilon)$ , в которой  $\theta(\varepsilon) = 0$  при  $(\varepsilon < 0)$  и  $\theta(\varepsilon) = 1$  при  $(\varepsilon > 0)$ ,  $\gamma$  — ширина на половине высоты ( $\sim 10$  eV), форма  $j_0(\varepsilon)$  взята из эксперимента, который мы осуществляли как на поверхности сегнетоэлектрической керамики, так и на поверхности монокристалла магнониобата свинца. Форма электронной линии, являющейся функцией искажения в интегральном уравнении (1), представлена на рис. 1, *a*.

Вычисленные таким способом функции  $n(\varphi)$  приведены в правой части рис. 1 и 2. Используемый подход не позволяет делать уверенные заключения о форме деталей потенциального рельефа. Это можно сделать в рамках другого подхода.

## 2. Синтез кривых

В основе этого подхода лежит предположение о возможности представления экспериментального спектра АЭЭ в виде суммы компонентов, каждый из которых является рассчитанным на основе теории [7] спектром электронной эмиссии, отражающим ту или иную особенность потенциального рельефа. В работе [7] показано, что основной вклад в спектры АЭЭ должны вносить участки поверхности с малыми градиентами потенциала вблизи его экспериментальных точек. Всего можно выделить три разновидности экстремальных точек: максимумы, минимумы и точки перегиба. Теоретические спектры в электронной эмиссии из окрестностей этих экстремальных точек в распределении потенциала вычислены в [7] в одномерном приближении. Форма спектров для максимума, минимума и точки перегиба представлена на рис. 1 и 2 (подписи к рис. 1 и 2). При наличии экспериментальных спектров АЭЭ и теоретических спектров электронной эмиссии из экстремумов задача сводится к разложению спектров АЭЭ на эти составляющие или, что одно и то же, к синтезу экспериментальных спектров из теоретических кривых. При этом количество пиков в функции  $n(\varphi)$  и их энергетическое положение определяют соответственно количество компонентов разложения и их энергетиче-

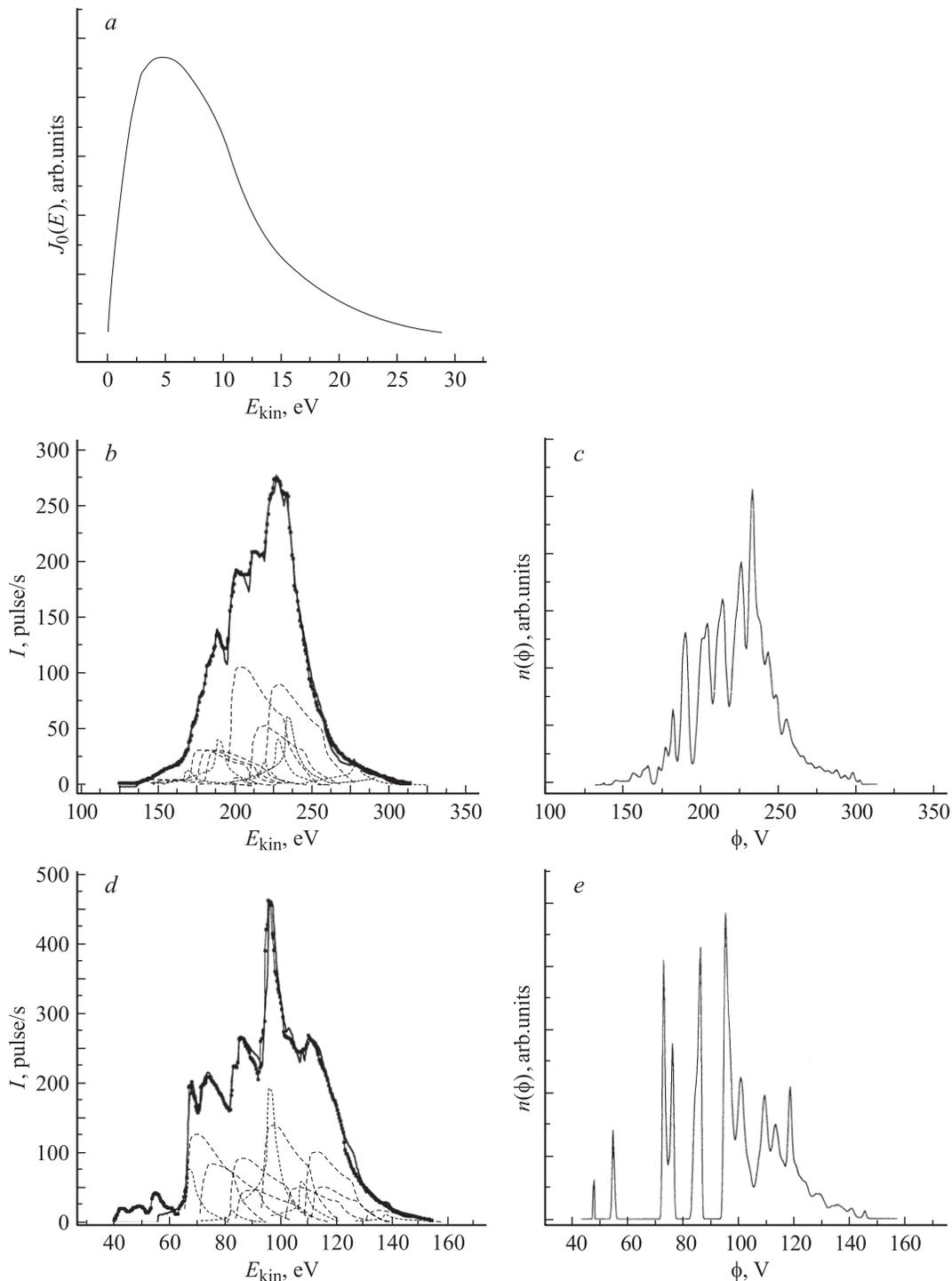
ское положение в спектре. В ряде спектроскопических методов исследования вещества (например, в электронной и рентгеновской спектроскопии) методы такого синтеза развиты достаточно широко [12,13]. Можно воспользоваться разработанными в них приемами с учетом различий, состоящих в том, что в настоящей задаче компоненты разложения имеют разную форму в зависимости от того, относятся ли они к максимуму, минимуму или к точке перегиба в одномерном распределении потенциала. Это значительно усложняет задачу, так как в обычном подходе [8,12,13] все компоненты разложения имеют одну и ту же гауссову или дисперсионную формы.

Результат синтеза, т.е. качество аппроксимированных кривых, можно оценить по взвешенному параметру  $\chi^2$  [12–14]. Это критерий является относительным и зависит также от абсолютной интенсивности электронных линий. Поэтому он не может быть использован для сравнения качества синтеза различных спектров. Если же спектр пронормировать на единицу площади и рассматривать  $\chi^2$  не как статистический параметр (как, например, в [14]), а как величину, пропорциональную разности между экспериментальным и синтезированным спектром (что следует из его определения [12–14] и приобретает этот смысл при достаточном количестве точек в спектре), то такое сравнение становится возможным. Далее приведены значения таких модифицированных параметров  $\chi^2$  для спектров АЭЭ на рис. 1 и 2. Синтезированные и экспериментальные спектры представлены на рис. 1 и 2 (слева).

## 3. Результаты вычисления функции $n(\varphi)$ и синтеза спектров

На рис. 1 и 2 в качестве примера представлены функции  $n(\varphi)$  и результаты разложения экспериментальных спектров АЭЭ для монокристаллитов магнониобата свинца (PMN) и керамики ПКР-70 соответственно. Условия поляризации образцов и съемки спектров описаны в [1,15,16].

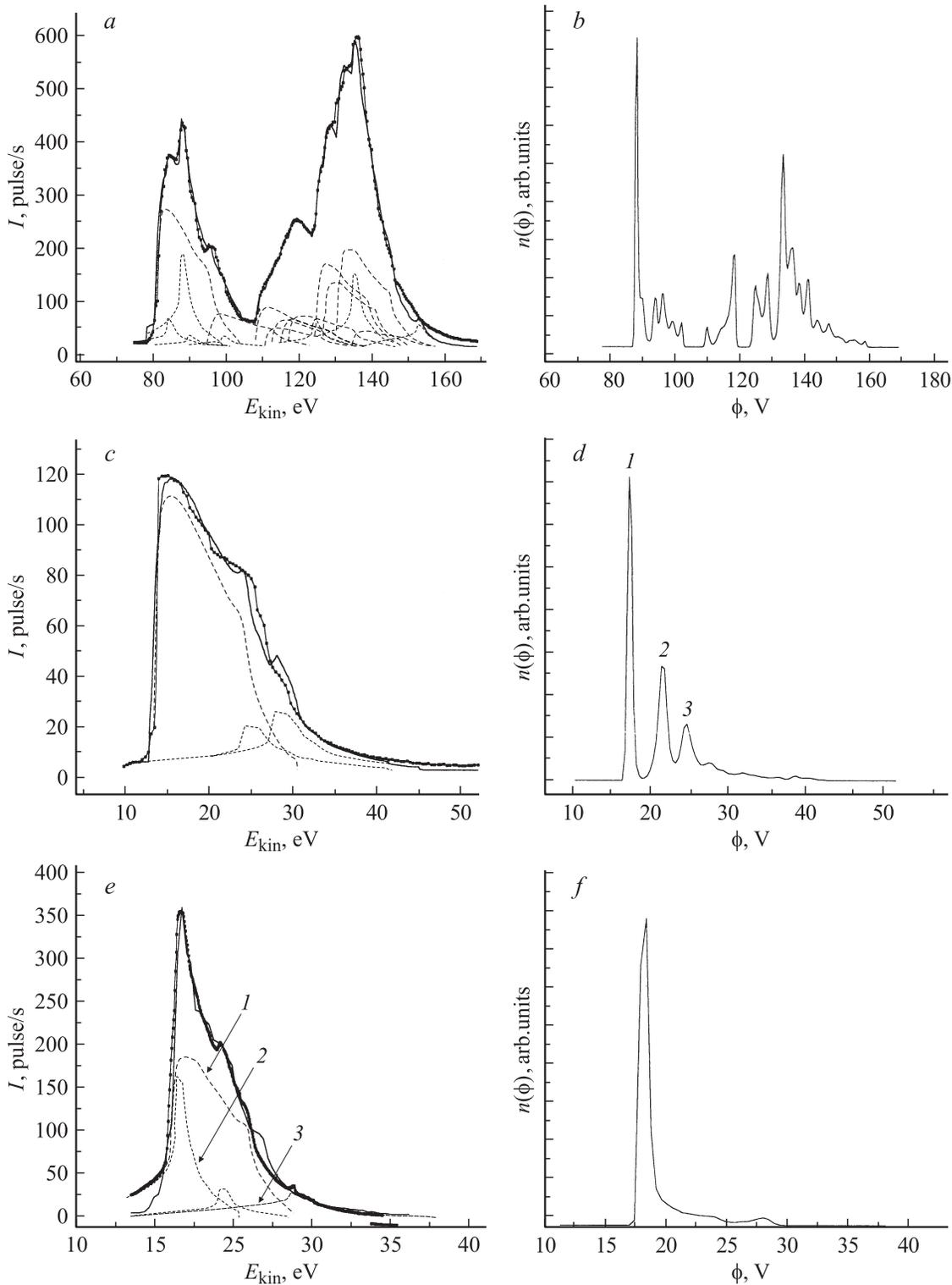
Спектры на рис. 1, *b* и *d* получены для разных поляризаций монокристаллического образца PMN. Поэтому они имеют разную форму [1]. Видно, что основными компонентами разложения являются теоретические спектры, происходящие в основном из минимумов и ступенек в распределении потенциала. Функции  $n(\varphi)$ , соответствующие этим экспериментальным спектрам, имеют очень сложную форму, свидетельствующую о большой неоднородности поляризации на поверхности PMN, и поэтому трудны для интерпретации. Однако в отличие от монокристаллов с поверхностями сегнетоэлектрических образцов в ряде случаев получались достаточно узкие спектры, что давало возможность разложить их на небольшое число компонентов, облегчающее их интерпретацию. Именно такой случай представлен на рис. 2.



**Рис. 1.** Экспериментальные спектры АЭЭ с поверхности PMN для разных поляризаций монокристаллического образца (*b, d*) (точки и проходящие через них жирные линии), синтезированные спектры АЭЭ (тонкие линии) и компоненты разложения под экспериментальными и синтезированными кривыми (штриховые линии). Вычисленные из соответствующих экспериментальных спектров функции  $n(\phi)$  (*c, e*). *a* — определенная из эксперимента функция искажения  $j_0(\varepsilon)$ .

На рис. 2, *a, c, e* приведены экспериментальные спектры АЭЭ с одной и той же поверхности и одной поляризации керамического образца из материала ПКР-70, но для разных значений среднего электрретного потенциала  $\phi$  ( $\phi = 300, 18, 14$  V). Электрретный потенциал

измерялся методом вибронда [17]. Съемка спектра начиналась с поверхности с большим значением потенциала. Со временем электрретный потенциал уменьшался. При этом рельеф потенциала на поверхности образца изменялся, что приводило к изменению тонкой



**Рис. 2.** Экспериментальные спектры АЭЭ с поверхности керамики ПКР-70 для разных значений среднего электрретного потенциала  $\phi$  ( $a$  — 300,  $c$  — 18,  $e$  — 14 V) (точки и проходящие через них жирные линии), синтезированные спектры АЭЭ (тонкие линии), компоненты разложения под экспериментальными и синтезированными кривыми (штриховые кривые). Цифрами на части  $d$  обозначены пики, образованные эмиссией из минимума (1) и ступенек (2, 3) в потенциале. Цифры 1, 2, 3 ( $e$ ) — теоретические спектры электронной эмиссии соответственно из минимума, ступеньки и максимума в распределении потенциала. Вычисленные из соответствующих экспериментальных спектров функции  $n(\phi)$  ( $b, d, f$ ).

структуры и энергетической ширины спектров АЭЭ. На рис. 2, *b, d, f* приведены соответствующие экспериментальным спектрам рассчитанные по вышеописанной методике функции  $n(\varphi)$ . На рис. 2, *a, e, c* под каждым экспериментальным спектром приведены компоненты разложения и синтезированные из них теоретические спектры. Визуально видно неплохое согласие экспериментальных и синтезированных спектров. Лучшее согласие достигается для спектра на рис. 2, *a*. Это же следует из модифицированных значений  $\chi^2$ . Для синтезированных спектров, приведенных на рис. 2, *a, c, e*, эти значения равны соответственно 2.36, 6.90 и 11.16%. Для спектров на рис. 1, *b* и *d* модифицированный параметр  $\chi^2$  имеет значения соответственно 0.49 и 0.97%, что говорит о гораздо лучшем согласии между экспериментальными и синтезированными теоретическими спектрами с поверхностями монокристаллов, чем керамика. Сравнивая рис. 2, *c* и *d* можно сделать вывод о том, что пик 1 в функции  $n(\varphi)$  образован эмиссией из минимума потенциала, а пики 2 и 3 — из ступенек в потенциале. На рис. 2, *f* большой пик в функции  $n(\varphi)$  образован компонентами, происходящими от минимума и ступеньки в потенциале, а второй и третий пики — соответственно от ступеньки и максимума. Аналогичный анализ можно провести и для спектров большой энергетической протяженности с большим числом компонентов разложения, хотя для них сопоставление не всегда можно провести однозначно (например, для спектров на рис. 1, *b* и *d* и спектра на рис. 2, *a*).

Как видно из спектров АЭЭ (приведенных на рис. 2) и вычисленных из них функций  $n(\varphi)$ , первоначально на поверхности поляризованной керамики имелись две основные области в распределении потенциала с энергиями около 85 и 135 eV. Большое количество меньших пиков в распределении  $n(\varphi)$  на рис. 2, *b* свидетельствует, что на поверхности образца имеется еще ряд областей с другими значениями потенциала. Количество этих точек относительно меньше, чем точек с потенциалами 85 и 135 eV. Таким образом, из анализа потенциального рельефа на поверхности поляризованного образца следует расслоение поляризации, причем это состояние нестабильно и меняется по мере уменьшения общего электретоного заряда. Спектры АЭЭ и вычисленные из них функции  $n(\varphi)$ , а также компоненты разложения позволяют детально изучать эти процессы.

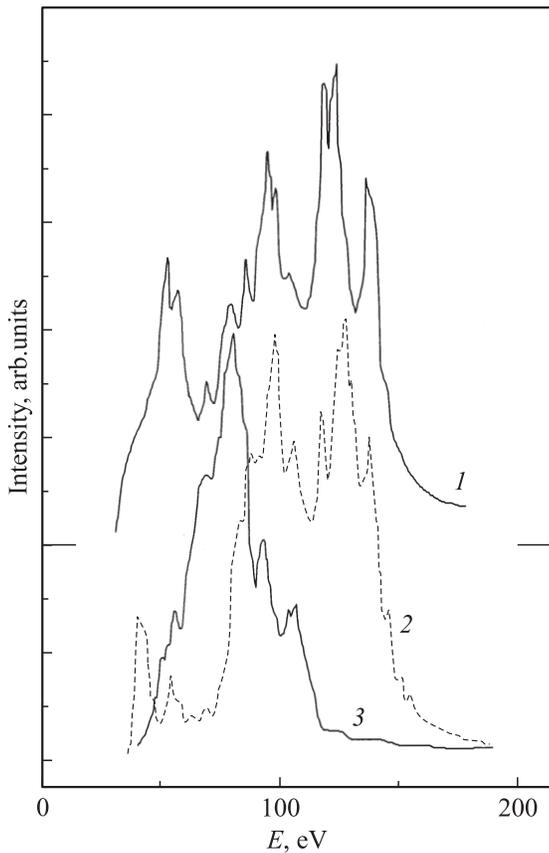
Следовательно, с помощью предлагаемой методики можно получать данные об особенностях потенциального рельефа на поверхности поляризованных образцов: количестве минимумов, максимумов, точек перегиба, степени неоднородности поляризации и характере эволюции потенциала в процессе релаксации инжектированного в поверхностный слой электретоного заряда.

## 4. Обсуждение результатов

Используемые нами для синтеза теоретические спектры электронной эмиссии из окрестностей экстремальных точек в распределении потенциала вычислены в [7] в одномерном приближении и при указанной выше модельной функции искажения. Поэтому полученное в настоящей работе согласие формы экспериментальных и синтезированных спектров АЭЭ представляется не случайным, а имеющим физическую причину. Это согласие свидетельствует о том, что одномерная модель в приложении к конкретным сегнетоэлектрикам-электретам оказалась в большей части верной. Одномерное приближение предполагает наличие на поверхности анизотропных полосовых структур в распределении электрического поля и поляризации [7]. Также следует считать верным предположение, что эмитируют те участки образца, в которых находятся экстремумы в распределении потенциала по поверхности. Последний результат может быть интересным при исследованиях эмиссии из холодных катодов на основе сегнетоэлектриков. Надо отметить, что имеется ряд случаев для других сегнетоэлектрических образцов, когда добиться хорошего согласия синтезированных и экспериментальных кривых не удается. В этом случае экспериментальные кривые имеют вид, характерный для двумерных поляризационных структур [7].

Представляется интересным обсудить физическую природу полосовых зарядовых (потенциальных) структур на исследуемых поверхностях. Очевидно, на поверхностях сегнетоэлектриков как монокристаллов, так и керамических образцов она может быть разной. В качестве источников формирования неоднородного распределения потенциала по поверхности сегнетоэлектрического образца могут выступать как исходных структурные несовершенства кристалла (дислокации, границы блоков и зерен и т.п.), так и детали доменной структуры (наличие и количественное соотношение между *a*- и *c*-доменами, доменные стенки и т.п.) [18,19]. Для привязки деталей спектра АЭЭ к тем или иным физическим объектам на поверхности сегнетоэлектрика проведен следующий эксперимент. В одном из монокристаллических образцов PMN размером  $10 \times 10 \times 1$  mm в результате различных физических воздействий (полировка, отжига и поляризации) четко проявилась оптическая неоднородность в виде прямоугольника размером  $2 \times 6$  mm, расположенная несимметрично относительно геометрического центра образца. Рентгенографическое исследование образца показало наличие в нем блочной структуры со взаимной кристаллографической разориентацией порядка нескольких угловых секунд.

На рис. 3 приведен спектр 1 АЭЭ, полученный со всей поверхности этого образца. Как видно из рис. 3, спектр 1 имеет богатую тонкую структуру и большую энергетическую протяженность (более 120 eV). Поочередное затенение двух частей образца металлическим экраном позволило получить спектры АЭЭ 2 и 3 с разных участков поверхности монокристалла, которые



**Рис. 3.** Спектры АЭЭ с поверхности PMN при наличии на ней блочной структуры. Спектр 1 получен со всей поверхности PMN; 2 — с части поверхности, содержащей визуально видимую блочную структуру; 3 — с части поверхности, не содержащей визуально видимую блочную структуру.

представлены на рис. 3 вместе со спектром 1 АЭЭ с полной поверхности в едином энергетическом масштабе. Спектры, полученные с отдельных частей поверхностей, имели меньшую энергетическую протяженность и меньшее количество структурных особенностей по сравнению со спектром всей поверхности. Кроме того, спектр 2 с части поверхности, включающей неоднородность, более богат деталями, энергетически протяжен и сдвинут в высокоэнергетическую область в сравнении со спектром 3 с другой, более однородной части поверхности. Детали тонкой структуры спектров с обеих частей поверхности образца удовлетворительно совпадают по энергетике с аналогичными деталями спектра всей поверхности, а спектры отдельных частей практически аддитивно входят в спектр полной поверхности, интегральная интенсивность которого с точностью до 5% равна сумме интегральных интенсивностей спектров обоих участков поверхности. Все вышеизложенное достаточно убедительно свидетельствует, что неоднородности в распределении потенциала по поверхности монокристалла магнониобата свинца, связанные с кристаллографическим несовершенством, находят отражение в

форме и энергетическом положении спектров АЭЭ. Однако спектры АЭЭ регистрировались с поверхности магнониобата свинца и в тех случаях, когда блочная структура визуально не просматривалась. Тем не менее синтезированные и экспериментальные спектры хорошо совпадали (см., например, рис. 1, *b*). Поэтому можно сделать предположение о существовании на поверхности и других физических источников полосовых потенциальных структур. В частности, это могут быть фрагменты доменной структуры, на что указывают исследования доменной структуры ряда сегнетоэлектрических материалов методом порошка и методом растровой электронной микроскопии [20]. В этих случаях фактически исследовался потенциальный рельеф [18–20], который преимущественно на изображениях был полосчатым. В [21] сообщается о полосчатой форме доменной структуры на поверхности  $\text{BaTiO}_3$ , полученной в лучах фотоэлектронов, возбужденных ультрафиолетовым излучением. По способу возбуждения электронов этот эксперимент близок к нашему. Авторы [21] также отмечают, что физической причиной, из-за которой изображение поверхности представлено системой параллельных полос, является имеющий такую же форму потенциальный рельеф, предположительно образованный положительно и отрицательно заряженными полосчатыми областями *c*-доменов. В сегнетоэлектрических материалах имеется еще ряд факторов, обуславливающих полосчатый потенциальный рельеф. Одним из наиболее исследованных является образование обратных доменов при переключении поляризации путем приложения к материалу постоянного электрического поля [18,19]. Причиной обратных доменов являются заряды, расположенные в ловушках, которыми могут быть дефекты разного рода у поверхности кристалла либо по границам  $180^\circ$  доменных стенок. Радиационное воздействие стимулирует рост обратных доменов с положительным экранирующим зарядом [18]. Часто  $\gamma$ -излучение выявляет места доменных границ по сохранившимся вблизи них дефектам в кристалле до поляризации постоянным электрическим полем [18]. Учитывая способ возбуждения АЭЭ (рентгеновское излучение с  $h\nu \leq 3 \text{ keV}$ ), нельзя исключить возможность существования обратных доменов на исследованной поверхности и их отражения в спектрах АЭЭ для данного образца керамики ПКР-70. Наличие компонентов разложения в спектре АЭЭ на рис. 1, происходящих в основном из минимумов и ступенек в распределении потенциала, также свидетельствует об интересной энергетической картине поверхности поляризованного PMN, требующей дальнейшего исследования.

Таким образом, на поверхности поляризованных сегнетоэлектриков может иметь место ряд структур, обуславливающих полосчатый потенциальный рельеф, являющийся фактором, формирующим спектр АЭЭ. В каждом конкретном случае необходимо проводить детальные исследования, чтобы установить конкретную физическую причину появления той или иной тонкой структуры в спектре АЭЭ. Тем самым, однако, будут

уточняться энергетическая картина и энергетические процессы на поверхности поляризованных сегнетоэлектриков. Это обычный путь развития любого спектроскопического метода: расчет спектра основывается на некоторых модельных представлениях о природе исследуемого объекта. В случае совпадения экспериментального и теоретического спектров эти представления считаются верными. Тем самым получается информация о том или другом свойстве исследуемого объекта. Поэтому обсуждаемые выше методики исследования потенциального рельефа представляются перспективными в изучении энергетических характеристик свободной от электродов поверхности поляризованных сегнетоэлектриков и связанных с ними поверхностных уровней, дефектов, ловушек различного рода, дислокационной, блочной и доменных структур.

Эти вопросы, связанные с поверхностью сегнетоэлектриков, интенсивно обсуждались теоретически в семидесятых годах прошлого столетия [22,23]. Экспериментальное их излучение становится возможным в связи с обсуждаемой в настоящей статье методикой обработки спектров АЭЭ.

Таким образом, в настоящей работе предложена и реализована на конкретных примерах методика обработки спектров АЭЭ, использование которой позволяет получать информацию об особенностях строения потенциального рельефа на свободной от электродов поверхности сегнетоэлектриков-электретов.

Применение этой методики для определения потенциального рельефа на поверхности поляризованных образцов монокристалла магнониобата свинца и керамики ПКР-70 показывает, что основным элементом рельефа в этих материалах являются минимумы и точки перегиба, в то время как немногочисленные максимумы образуют высокоэнергетические „хвосты“ спектров АЭЭ.

Развитая тонкая структура спектров АЭЭ с поверхности РМН и керамики ПКР-70 связана с полосовыми структурами в потенциальном рельефе, обусловленными заряженными линейными структурами различного происхождения на поверхности. В отношении магнониобата свинца показано, что спектры АЭЭ могут быть использованы для контроля совершенства поверхностных слоев этого монокристалла.

## 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] А.В. Никольский, А.Т. Козаков, ФТТ **39**, 8, 1446 (1997).
- [4] В.В. Колесников, А.Т. Козаков, А.В. Никольский. ФТТ **42**, 1, 141 (2000).
- [5] А.Т. Козаков, А.В. Никольский, И.В. Новиков. ЖСХ **39**, 6, 1031 (1998).
- [6] В.В. Колесников, А.Т. Козаков. ФТТ **42**, 11, 2085 (2000).
- [7] В.В. Колесников, А.Т. Козаков. ФТТ **44**, 1, 147 (2002).
- [8] И.Я. Никифоров. Электронная структура твердых тел и ее исследование на многокристалльных рентгеновских спектрометрах. Автореф. докт. дис. Ростов н/Д (1982).
- [9] А.Ф. Верлань, В.С. Сизиков. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Наук. думка, Киев (1978). 292 с.
- [10] W.H. Richardson. J. Optical Soc. Am. **62**, 1, 55 (1972).
- [11] T.J. Kennett, W.V. Prestwich, A. Robertson. Nucl. Instr. Methods **151**, 285 (1978).
- [12] Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / Под ред. Д. Бриггса, М.П. Сиха. Мир, М. (1978). 598 с.
- [13] R.O. Ansell, T. Dickinson, A.F. Povey, P.M.A. Sherwood. J. Electroanal Chem. **98**, 79 (1979).
- [14] Д. Худсон. Статистика для физиков. Мир, М. (1970). 296 с.
- [15] А.Т. Козаков, И.В. Новиков, В.В. Колесников, А.В. Никольский. Научная мысль Кавказа. Приложение 1 (6), 90 (2000).
- [16] А.Т. Козаков, А.В. Никольский, И.В. Новиков, Вл.М. Мухортов, С.И. Шевцова. ПЖТФ **23**, 16, 55 (1997).
- [17] А.Н. Губкин. Электреты. Наука, М. (1978). 190 с.
- [18] В.З. Бородин, Е.Н. Экнадиосянц, А.И. Пинская. Кристаллография **27**, 4, 807 (1982).
- [19] Э.Я. Шнейдер, С.Г. Гах, В.З. Бородин, Е.И. Экнадиосянц. Кристаллография **28**, 6, 1161 (1983).
- [20] И.С. Желудев. Основы сегнетоэлектричества. Атомиздат, М. (1973). С. 171.
- [21] V. Morlon, E. Coquet, A. Devin. Comp. Rend. Acad. Sci. Paris. **B270**, 283 (1970).
- [22] Б.В. Селюк. Кристаллография **19**, 2, 221 (1974).
- [23] М. Лайнс, А. Гласс. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. Мир, М. (1981). 736 с.