

# Особенности электрофизических свойств при размытых фазовых переходах в многокомпонентной сегнетопъезокерамике на основе цирконата-титаната свинца

© А.И. Бурханов, А.В. Шильников, Ю.Н. Мамаков, Г.М. Акбаева\*

Волгоградская государственная архитектурно-строительная академия,  
400074 Волгоград, Россия

\* Научно-исследовательский институт физики Ростовского государственного университета,  
344090 Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: postmaster@vgasa.ru

(Поступила в Редакцию 14 июня 2001 г.

В окончательной редакции 15 ноября 2001 г.)

Изучены реверсивные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_r(E_-)$ , токи поляризации и деполяризации в широкой области температур в многокомпонентной сегнетопъезокерамике на основе цирконата-титаната свинца. Результаты позволяют выделить эффекты, связанные с изменением фазового состояния, и эффекты, обусловленные главным образом переключением доменной структуры в данном материале. Предполагается существование двух размытых фазовых переходов в исследуемой системе.

Известно (см., например, [1]), что для релаксорных сегнетоэлектриков существуют две характерные температуры:  $T_m$  и  $T_d$ . Первая является температурой максимума диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и зависит от частоты измерительного поля, а вторая соответствует температуре, при которой происходит деполяризация при нагреве предварительно поляризованного образца. При этом  $T_d$  остается всегда ниже  $T_m$  (см., например, обстоятельные исследования [2] модельного релаксора магнониобата свинца  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  — PMN). В [3–5] было показано, что сходные характерные температуры наблюдаются и в многокомпонентной сегнетопъезокерамике на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС). Однако, согласно [3–5], в такой многокомпонентной системе поведение ряда физических параметров, характеризующих поляризацию в области  $T_d$ – $T_m$ , существенно отличается от поведения подобных параметров, например, в известном релаксоре ЦТСЛ [6]. Так, сдвиг  $T_m$  с изменением частоты от 1 до 1000 Hz в многокомпонентной сегнетопъезокерамике составил всего 4 K [7,8], а в ЦТСЛ-9/65/35 данный сдвиг  $T_m$  достигал 10–11 K [6]. Кроме того, в многокомпонентной керамике не наблюдаются характерные для релаксоров двойные петли поляризации (ПП) при  $T \geq T_d$  даже на инфранизких частотах. В то же время на температурных зависимостях эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_{\text{эф}}(T)$ , полученных при анализе ПП [3,4], обнаруживаются два максимума: один в области  $T_d$ , а другой — в области  $T_m$ . При этом в отличие от типичных релаксоров на основе магнониобата свинца (см., например, [9,10]) в данном случае [3,4] при увеличении амплитуды поля (в пределах исследованных амплитуд) имеет место существенное понижение только температуры дополнительного максимума  $\epsilon'_{\text{эф}}(T)$  в области  $T_d$ , но не максимума  $\epsilon'_{\text{эф}}(T)$ , при  $T_m$ .

В [11] при рентгеноструктурных исследованиях эффектов переключения в тетрагональной сегнетопъезокерамике на основе ЦТС были обнаружены особенности

в поведении максимумов интенсивности дифракционной картины, которые связывались с поворотами  $90^\circ$  доменов. Это, по мнению авторов, должно приводить или к изменению формы ПП, или к двойным максимумам в реверсивных зависимостях диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_r(E_-)$ . Таким образом, в отличие от релаксоров здесь аномалии диэлектрических свойств могут быть связаны как с доменным механизмом, так и с наличием каких-либо фазовых переходов [3,4,12].

В связи с этим в настоящей работе была поставлена цель провести детальное исследование реверсивных зависимостей  $\epsilon'_r(E_-)$  в области характеристических температур  $T_d$  и  $T_m$ , а также токов поляризации и деполяризации в многокомпонентной сегнетокерамике и на основе полученных результатов выделить эффекты, связанные с изменением фазового состояния. Другими словами, мы стремились отделить эффекты, характерные для релаксорных сегнетоэлектриков, от эффектов, обусловленных главным образом переключением доменной структуры в такого рода материалах.

## 1. Методика измерений и образцы

Измерения реверсивных (полевых) зависимостей диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_r(E_-)$  проводились мостовым методом на частоте 1 kHz при ступенчатой подаче смещающего поля  $E_-$ . Величина измерительного поля  $E_0$  не превышала 1 V/cm. Измерение температурных зависимостей токов  $I(T)$  проводилось с использованием электрометра В7-30 в следующих режимах: а) в режиме нагрева после отжига в течение часа при  $T > T_m$  и последующего охлаждения до комнатной температуры ( $T_r$ ); в) в режиме нагрева после старения в течение месяца при  $T_r$ ; с) в режиме нагрева после охлаждения образца в постоянном поле от  $T > T_m$  до  $T_r$ . Нагрев всегда осуществлялся при  $E_0$  и  $E_- = 0$ . Скорость нагрева во

всех случаях была около 1 К/min. Образцы для измерений представляли собой плоскопараллельные пластины сегнетомягкой керамики на основе ЦТС, принадлежащей многокомпонентным системам вида  $\text{PbTiO}_3\text{-PbZrO}_3\text{-PbNb}_{2/3}\text{Zn}_{1/3}\text{O}_3\text{-PbW}_{1/2}\text{Mg}_{1/2}\text{O-PbW}_{3/5}\text{Li}_{2/5}\text{O}_3$  концентрации при  $\text{PbTiO}_3$  34.89 mol.% [13] (в дальнейшем принято сокращенное обозначение ПКР<sup>1</sup>). Размер образцов соответствовал  $5 \times 5 \times 1$  mm. В качестве электродов применялось вожженное серебро.

## 2. Результаты измерений и обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  при температурах ниже  $T_d$  ( $T = 298, 373, 439$  К) в области  $T_d$  ( $T = 450$  К) и выше  $T_d$  ( $T = 472, 479, 484, 493$  К). Температуры  $T = 484$  и  $493$  К превосходили  $T_m$  для этого материала на частоте 1 kHz ( $T_{m(1\text{kHz})} \approx 483$  К [4]). Ранее в [8] при определении  $T_d$  в данном материале использовался метод, предложенный в [1]:  $T_d$  отождествлялась с температурой, соответствующей минимуму частоты пьезорезонанса. Для исследуемого материала она составляла  $T \approx 449$  К. Кроме того, на рис. 1 показаны температурные зависимости эффективного коэрцитивного поля  $E_c(T)$  (кривая 1), определяемого по положению максимумов  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  относительно оси  $E_{\pm}$ , и некоторого критического поля  $E_{\text{ind}}(T)$  (кривая 2), при котором появляется существенная нелинейность (излом) в зависимости  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  для области температур  $T > T_m$ .

Из рис. 1 видно, что на некоторых реверсивных зависимостях ( $T = 298, 373, 472$  К) имеются аномалии  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  в виде локальных минимумов, которые появляются после предварительной поляризации образца в постоянном поле  $E_{\pm} > |E_{\text{min}}|$  ( $E_{\text{min}}$  — напряженность поля, соответствующая  $E_{\pm}$ , при которой  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  достигает минимума). Для этих аномалий отмечается следующая особенность: при повышении температуры минимум  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  появляется при всех температурах, кроме области температур, расположенных вблизи  $T_d$  и  $T \geq T_m$ . Следует отметить также, что поле, при котором возникают эти аномалии, существенно превышает поля, при которых имеют место максимумы  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$ , т. е. эффективные коэрцитивные поля в данном материале. Причинами этих особенностей, по-видимому, могут быть следующие.

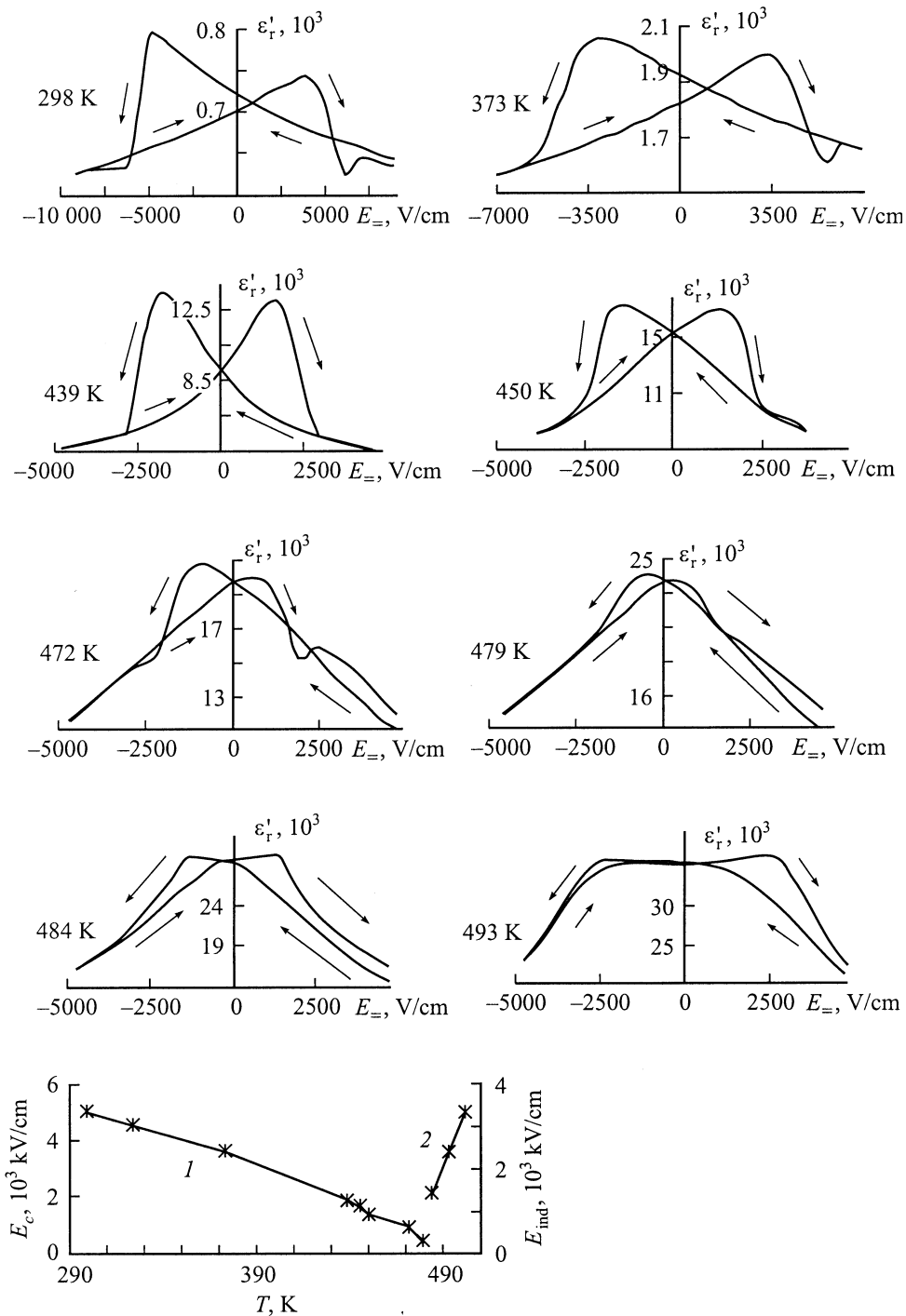
1) Скорее всего, постепенное увеличение  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  при уменьшении абсолютного значения поляризуемого поля  $E_{\pm}$  от  $-E_{\text{max}}$  до нуля будет обусловлено возрастающим вкладом в диэлектрическую проницаемость не-180° (основной вклад) и 180° доменных границ (ДГ) как от

„упрямых“, так и от вновь возникающих доменов. Причиной возникновения новых, как правило клинообразных, доменов [14] при снятии внешнего поля  $E_{\pm}$  являются остаточные механические и, возможно, электрические напряжения в сегнетокерамических материалах, которые приводят к частичному распаду почти монодоменного состояния, достигаемого при высоких значениях  $E_{\pm}$ . Подача  $E_{\pm}$  обратного знака способствует росту этих и появлению новых  $a$ - и отчасти  $c$ -доменов. В полях  $E_{\pm} \approx E_c$  вклад ДГ таких доменов будет максимальным, что отразится в появлении максимума  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  при данной величине поля ( $E_{\pm} \approx E_c$ ).

2) Значительное уменьшение  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  при последующем (после максимума  $\varepsilon'_r$ ) увеличении абсолютных значений  $E_{\pm}$  можно связать как с началом поворотов не-180° доменов (т. е. превращением  $a$ -доменов в  $c$ -домены, у которых значения  $\varepsilon'$  существенно ниже [15]), так и с дальнейшим образованием 180° доменной структуры, приводящей к „закреплению“ 90° ДГ и пьезоэлектрическому зажатию 180° антипараллельных доменов (известный эффект Драугарда-Янга (Д-Я) [16]). При этом максимальное выключение ДГ за счет эффекта Д-Я произойдет тогда, когда количество таких антипараллельных доменов будет симметричным (равным) друг другу. В данном случае это наблюдается при некотором  $E_{\pm} > E_c$ , приводящем к появлению минимума на кривой  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  (рис. 1). Превышение данного поля вновь создает униполярное доменное состояние и зажатие доменов частично снимается, что приводит к небольшому увеличению  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$ , оттеняющему появление локального минимума на кривой  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  при  $E_{\pm} > E_c$  (рис. 1). Дальнейшее уменьшение  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  при  $E_{\pm} \rightarrow +E_{\text{max}}$  связано главным образом с уменьшением концентрации ДГ при поляризации материала в сильном смещающем поле.

То, что локальный минимум  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  не наблюдается в области температур, примыкающих к  $T_d$ , может характеризовать  $T_d$  как наиболее вероятную температуру размытого фазового перехода (РФП) от одной сегнетоэлектрической (СЭ) фазы (предположительно ромбоэдрической) к другой СЭ-фазе (предположительно тетрагональной), что отмечалось ранее для такого типа сегнетокерамики [3,4]. Следует подчеркнуть, что рентгенографически такого рода РФП наблюдался в [17] для другой (близкой к исследуемой) многокомпонентной системы на основе ЦТС — ПКР-7М. При этом данный РФП существует вне зависимости от того, прикладывалось к образцу смещающее поле  $E_{\pm}$  или нет. В нашем случае поведение  $\varepsilon'_r(E_{\pm})$  может свидетельствовать лишь о том, что в области прогнозируемого РФП относительно небольшие внешние поля (электрические или механические) способны достаточно легко изменять фазовое (доменное) состояние материала в силу значительной лабильности кристаллической решетки. Данное обстоятельство приводит к тому, что в исследуемой ПКР в переходной области (т. е. при  $T \approx T_d$ ) процессы изменения фазового и доменного состояний могут накладываться

<sup>1</sup> Обозначение ПКР (пьезоэлектрическая керамика, Ростов) введено разработчиками данной сегнетокерамики — сотрудниками НИИ физики Ростовского государственного университета. Запатентовано для многих близких к исследуемой в настоящей работе сегнетокерамик типа ПКР-1, ПКР-8, ПКР-7М и т. д.



**Рис. 1.** Реверсивные зависимости  $\epsilon'_r(E_{\pm})$  при различных температурах, а также температурные зависимости коэрцитивного поля  $E_c(T)$  (1) и поля индуктирования  $E_{ind}(T)$  (2) в многокомпонентной сегнетопъезокерамике на основе ЦТС.

друг на друга и приводить к некоторому „замазыванию“ (стиранию) эффектов зажатия  $180^\circ$  антипараллельных доменов. Однако как только происходит переход в область температур существования устойчивых кристаллической и доменной структур, эффект Д-Я вновь проявляется достаточно четко, как это видно из поведения кривых  $\epsilon'_r(E_{\pm})$  в интервале  $T_d < T < T_m$  (рис. 1). Заметим, что в [18] методом численного моделирования

было показано, что эффект зажатия ослабляется при высокой подвижности (податливости) доменных (межфазных) границ. Если учесть, что такая высокая податливость достигается вблизи любых фазовых переходов, то отмеченные в настоящей работе причины исчезновения локального минимума  $\epsilon'_r(E_{\pm})$  в областях  $T \approx T_d$  и  $T \approx T_m$  свидетельствуют о наличии фазового перехода в области  $T_d$  и хорошо согласуются с выводами [18].

Что касается области температур  $T \geq T_m$ , то здесь при нагреве исследуемого материала может осуществляться фазовый переход из тетрагональной СЭ-фазы в макроскопически неполярную фазу, как это происходит в ПКР-7М (согласно [17]). Ранее в [19] было показано, что область температур  $T \geq T_m$  в такого рода керамике можно охарактеризовать как область существования суперпараэлектрической фазы, т.е. такой, когда внутри параэлектрической фазы существуют флуктуирующие полярные нанообласти [20], обуславливающие очень высокую поляризуемость материала. Заметим, что это также хорошо согласуется со структурными данными [17] по ПКР-7М, где область температур, примыкающая к  $T_m$  и более чем на 100 К выше  $T_m$ , определена как область сосуществования кубической фазы и так называемой вторичной фазы, представляющей собой скопление полярных микрообластей. В настоящей работе о высокой поляризуемости системы при  $T > T_m$ , в частности, может свидетельствовать поведение реверсивных зависимостей  $\varepsilon_r'(E_-)$  при таких температурах, когда при некотором  $E = E_{\text{ind}}$  появляется существенная нелинейность в  $\varepsilon_r'(E_-)$ . При этом величина поля  $E_{\text{ind}}$  возрастает с ростом температуры, что хорошо видно из температурной зависимости, приведенной на рис. 1 (кривая 2). Это поле, согласно нашим представлениям является полем индуцирования макроскопически полярной фазы из неполярной подобно тому, как это происходит в релаксорах.

Таким образом, в ПКР в отличие от отмеченных выше релаксоров [2,7,10], где наблюдается единственный сильно размытый фазовый переход, мы, вероятнее всего, имеем дело с двумя РФП, один из которых находится в окрестности  $T_d$  и связан с сосуществованием двух СЭ-фаз, а другой („обычный“) расположен в области  $T_m$ . При этом температура  $T_m$  в исследуемой системе ПКР может в определенной мере характеризовать среднюю температуру рассматриваемого „высокотемпературного“ РФП.

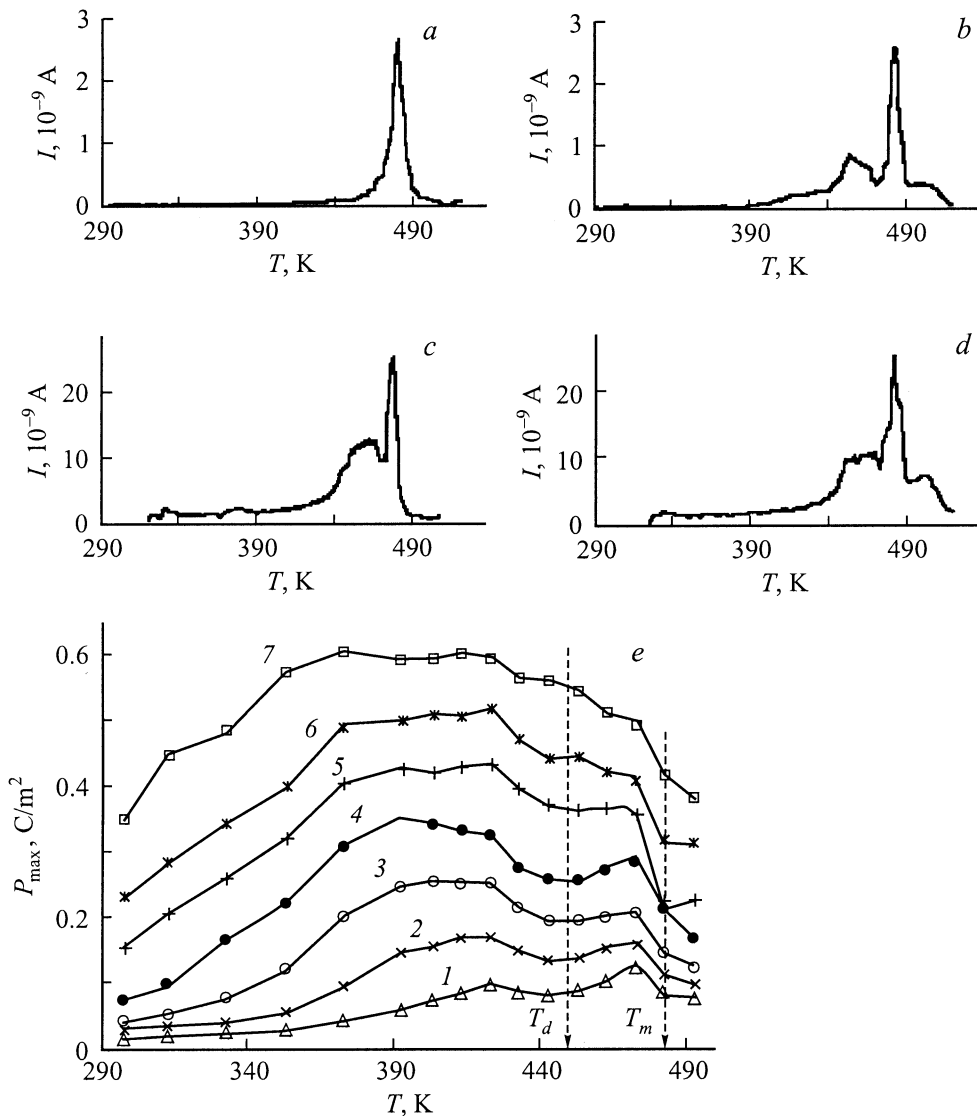
В пользу предположения о наличии двух фазовых переходов, в частности, может свидетельствовать вид зависимости  $E_c(T)$  (рис. 1), из которой достаточно хорошо видно, что как в области  $T_d$ , так и в области  $T_m$  имеют место „ступени“ на кривой  $I$ , которые обычно наблюдаются при фазовых переходах [14].

На возможность существования двух РФП в исследуемом материале указывают также результаты изучения влияния предыстории образца на поведение токов поляризации и деполяризации в системе ПКР (рис. 2). Так, из рис. 2, *b-d* хорошо видно, что после длительного старения (так же как и после полевого воздействия) возникают две аномалии в виде максимумов  $I(T)$ , один из которых располагается в области  $T_d$ , другой — около температуры  $T \approx T_m$ , определенной на частоте 1 кГц. Заметим, что в случае предварительного термического отжига максимум  $I(T)$  наблюдается только при  $T \approx T_m(1 \text{ кГц})$  (рис. 2, *a*). Ранее подобные результаты были получены в [21,22] при исследовании токов в сегнетокерамиках с РФП: в ЦТСЛ-8/65/35 и скандониобате свинца

с барием (PBSN-4), а также в [23] для монокристалла SBN-75. В указанных работах такое поведение  $I(T)$  связывалось с возникновением в процессе старения особых полярных кластеров („микроэлектретов“ [24,25] или так называемых „твидовых структур“ [26]) в широкой области температур существования РФП. Данные образования, вероятно, являются характерными для гетерогенных структур, т.е. таких, в которых имеет место сосуществование различных фаз. Об этом, в частности, свидетельствует то, что впервые структуры типа „твидов“ были обнаружены в мартенситных материалах (см., например, [27]). Для отмеченных выше сегнетоэлектрических объектов с РФП характерно сосуществование полярной и неполярной фазы в очень широком температурном интервале (вплоть до гелиевых температур). В нашем случае (ПКР) сосуществует две различные полярные фазы в окрестности температуры  $T_d$ , это может являться причиной возникновения в данном материале таких мезоскопических структур, как „микроэлектреты“, фрактокластеры, „твиды“ и т.п. Их появление может сопровождаться ростом внутренних электрических полей, вызывающих процессы „самополяризации“. Тот факт, что термически отоженный образец ПКР при старении становится частично униполярным вследствие наличия существенных внутренних полей, подтверждается качественной аналогией проявления токов в предварительно поляризованном образце во внешнем электрическом поле (рис. 2, *c, d*). Хотя в последнем случае величины токов в несколько раз выше, их значения соизмеримы с токами в состаренном образце. Это, на наш взгляд, может свидетельствовать о соизмеримости внутренних полей, возникающих в материале в процессе старения, с полями, полученными в результате поляризации внешним полем.

Таким образом, можно считать, что причиной аномалий тока в области температур  $T \approx T_d$ , наблюдающихся при нагреве поляризованного или состаренного образца, является изменение поляризационного состояния материала при фазовом переходе. В пользу данного утверждения может свидетельствовать поведение температурных зависимостей максимальной поляризации  $P_{\text{max}}(T)$  для этого состава ПКР (рис. 2, *e*). Значения  $P_{\text{max}}$  были получены по данным работы [4], где анализировалась температурная эволюция ПП для разных частот и амплитуд измерительного поля (на рис. 2, *e* приведены значения  $P_{\text{max}}$  для 0.1 Hz).

Из рис. 2, *e* видно, что для ряда кривых  $P_{\text{max}}(T)$  можно выделить температурную область, где имеют место аномалии в виде локального минимума или плато. Данная температурная область располагается в районе 433–463 К. Температура, при которой начинается наиболее крутой спад („ступень“)  $P_{\text{max}}(T)$ , практически совпадает с температурой, при которой происходит заметный рост  $I(T)$  в области  $T \leq T_d$ . Вторая (высокотемпературная) „ступень“  $P_{\text{max}}(T)$  приходится на область, где наблюдается высокотемпературный максимум  $I(T)$  (т.е.  $T \approx T_m(1 \text{ кГц})$ ). При этом следует подчеркнуть, что



**Рис. 2.** Температурные зависимости токов  $I(T)$  (a–d) и максимальной поляризации  $P_{\max}(T)$  (e) в многокомпонентной сегнетопьезокерамике на основе ЦТС. Токи измерены в режиме нагрева при различной предыстории образца: a — после отжига в течение часа при  $T > T_m$  и охлаждения до  $T_r$ ; b — после отжига при  $T > T_m$  и старения в течение месяца при  $T_r$  без предварительной поляризации; c — после охлаждения образца в постоянном поле  $E_{\pm} = 2.23$  kV/cm от  $T > T_m$  до  $T_r$ ; d — после охлаждения образца в постоянном поле  $E_{\pm} = 4.46$  kV/cm от  $T > T_m$  до  $T_r$ . Значения  $P_{\max}$  получены по данным [4] из петель поляризации для частоты 0.1 Hz при различных полях.  $E_0$ , V/cm: 1 — 1730, 2 — 3400, 3 — 4243, 4 — 5072, 5 — 5937, 6 — 6785, 7 — 8412.

измерения тока проводились в динамическом режиме нагрева при  $V_T = 1$  K/min, а  $P_{\max}(T)$  — в квазистатическом (скорость замедлялась до 0.1 K/min при измерении семейства ПП для выбранной температуры [4]). Вероятно, это может являться одной из причин сдвига как низкотемпературного, так и высокотемпературного максимума  $I(T)$  в область высоких  $T$  по отношению к температурам, при которых наблюдаются „ступени“  $P_{\max}(T)$ , так как хорошо известно (см., например, [28]), что не только на величину тока, но и на положение максимума  $I(T)$  существенное влияние оказывает скорость нагрева (чем выше скорость, тем выше температура максимума  $I(T)$ ).

В то же время следует отметить тот факт, что при увеличении амплитуд поля  $E_0$ , при которых наблюдались ПП, происходит значительный рост  $P_{\max}(T)$ . Рост в области температур существования плато  $P_{\max}(T)$  более быстрый, чем в области высокотемпературной „ступени“  $P_{\max}(T)$ . Вследствие этого наблюдается постепенное исчезновение локального минимума или плато  $P_{\max}(T)$  при максимальных полях. Так, на кривой 7 (рис. 2, e) можно выделить только высокотемпературную „ступень“  $P_{\max}(T)$  и один, очень размытый, максимум  $P_{\max}(T)$ . Такой рост  $P_{\max}(T)$  при увеличении амплитуды  $E_0$  в первую очередь связан с динамикой доменных и межфазных границ при процессах поляри-

зации и переполяризации. Это, в частности, отмечалось в [29], где изучалась подобная исследуемой в настоящей работе многокомпонентная сегнетокерамика ЦТС с добавками германия. В [29] также было установлено, что положение плато или дополнительного максимума на температурных зависимостях эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{eff}}^*(T) = P(T)/E_0$  существенно зависит не только от величины  $E_0$ , но и от режимов измерения (нагрев–охлаждение). Например, температурный гистерезис  $\epsilon_{\text{eff}}^*(T)$  достигал 10 К в области низкотемпературной аномалии  $\epsilon_{\text{eff}}^*(T)$ , в то время как высокотемпературный максимум  $\epsilon_{\text{eff}}^*(T)$  сдвигался не более чем на 5 К.

Таким образом, полученные в настоящей работе данные в совокупности с результатами других работ по многокомпонентным системам на основе ЦТС позволяют заключить, что в основе наблюдаемых особенностей диэлектрических и поляризационных характеристик ПКР в окрестности температуры  $T_d$  лежит изменение фазового состояния. А поскольку предполагаемый структурный фазовый переход является переходом между двумя СЭ-фазами, изменяется (подчеркнем, не исчезает, как в релаксорах при  $T_d$ ) и доменное состояние материала. В то же время необходимо заметить, что при этом нельзя исключить влияния керамической природы исследуемого объекта (разориентация зерен, разброс по составу и т.д.) на проявление электрофизических свойств материала, что отмечал Исупов в [30].

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1) Установлено, что при значениях смещающего поля  $E_+ > E_c$  в многокомпонентной сегнетопьезокерамике на основе ЦТС локальные минимумы реверсивных зависимостей  $\epsilon'_r(E_-)$ , характеризующие эффект пьезоэлектрического зажатия антипараллельной доменной структуры, существуют при всех температурах, кроме температур, примыкающих к  $\approx T_d$  и  $\approx T_m$ .

2) Обнаружены аномалии токов поляризации и деполяризации при  $T \approx T_d$  и  $T \approx T_m$ . При этом характер аномалии токов при  $T \approx T_d$  существенно зависит от предыстории материала.

3) В данной сегнетокерамике предполагается существование двух РФП, первый из которых („низкотемпературный“) находится в области  $T \approx T_d$  и является фазовым переходом из одной СЭ-фазы в другую СЭ-фазу, а второй („высокотемпературный“), наблюдающийся в области температур максимума диэлектрической проницаемости ( $T_m$ ), является фазовым переходом из СЭ-фазы в суперпараэлектрическую (псевдокубическую) фазу.

## Список литературы

- [1] В.А. Исупов. Изв. РАН. Сер. физ. **57**, 3, 23 (1993).
- [2] Zuo-Guang Ye, Hans Schmid. *Ferroelectrics* **145**, 83 (1993).
- [3] А.В. Шильников, И.В. Оцарев, В.Н. Нестеров, А.И. Бурханов, Г.М. Акбаева. Изв. РАН. Сер. физ. **62**, 7, 1334 (1998).
- [4] А.Д. Данилов, А.В. Шильников, А.И. Бурханов, В.Н. Нестеров, Е.Г. Надолинская, Г.М. Акбаева. Изв. РАН. Сер. физ. **64**, 6, 1233 (2000).
- [5] Ю.Н. Захаров, Г.М. Акбаева, В.З. Бородин, В.А. Дудко, О.В. Наскалова. Изв. РАН. Сер. физ. **64**, 7, 1446 (2000).
- [6] А.И. Бурханов. Автореф. канд. дис. Воронежский политехнический институт (1989). 125 с.
- [7] A.V. Shilnikov, A.D. Danilov, A.I. Burkhanov, V.N. Nesterov, E.G. Nadolinskaya, G.M. Akbaeva. *Abstract Book of the II Int. Seminar on Relaxor Ferroelectrics. Dubna* (1998). P. 47.
- [8] А.В. Сопит, А.Г. Лучанинов, А.В. Шильников, А.И. Бурханов. Изв. РАН. Сер. физ. **64**, 8, 1658 (2000).
- [9] A.K. Tagantsev, A.E. Glazouounov. *J. Korean Phys. Soc.* **32**, S951 (1998).
- [10] А.И. Бурханов, А.В. Шильников, А.В. Сопит, А.Г. Лучанинов. *ФТТ* **42**, 5, 910 (2000).
- [11] Toshio Ogawa, Ayako Yamada. *J. Korean Phys. Soc.* **32**, S724 (1998).
- [12] A.V. Shilnikov, I.V. Otsarev, A.I. Burkhanov, V.N. Nesterov, G.M. Akbaeva. *Ferroelectrics* **247**, 205 (2000).
- [13] G.M. Akbaeva, A.Ya. Dantsiger, O.N. Razumovskaya. *Work of Int. Conf. „Electroceraamics IV“*. Book 1. Aachen, Germany (1994). P. 535.
- [14] Ф. Иона, Д. Ширане. Сегнетоэлектрические кристаллы. Мир, М. (1965). 552 с.
- [15] Б. Яффе, У. Кук, Г. Яффе. Пьезоэлектрическая керамика. Мир, М. (1974). 288 с.
- [16] M.E. Drougard, D.R. Joung. *Phys. Rev.* **94**, 6, 1561 (1954).
- [17] G. Konstantinov, Ya. Bogosova, M. Kupriyanov. *Ferroelectrics* **131**, 193 (1992).
- [18] В.И. Алешин, А.Г. Лучанинов. *Вестн. ВГТУ. Материаловедение. Воронеж* (2000). Вып. 1.8. С. 53.
- [19] A.V. Shilnikov, I.V. Otsarev, A.I. Burkhanov, V.N. Nesterov, G.M. Akbaeva. *Ferroelectrics* **235**, 125 (1999).
- [20] E. Cross. *Ferroelectrics* **151**, 305 (1994).
- [21] A.I. Burkhanov, A.V. Shil'nikov. *Abstract book of the III Int. Seminar on relaxor ferroelectrics. Dubna* (2000). P. 95.
- [22] А.В. Шильников, А.И. Бурханов, Ю.Н. Мамаков, А.А. Завьялова, А.В. Сопит, А. Штернберг, Л. Борманис. Изв. РАН. Сер. физ. **65**, 8, 1142 (2001).
- [23] R.E. Uzakov, A.I. Burkhanov, A.V. Shil'nikov. *J. Korean Phys. Soc.* **32**, S1016 (1998).
- [24] А.И. Бурханов. *Тр. Междунар. семинара „Релаксационные явления в дефектных структурах твердых тел“*. ВГТУ, Воронеж (1996). Ч. 1. С. 89.
- [25] А.И. Бурханов, А.В. Шильников, Р.Э. Узаков. *Кристаллография* **42**, 6, 1069 (1997).
- [26] D. Viehland, M.Y. Kim, Jie-Fang Li. *Work of Int. Conf. „Electroceraamics V“*. Book 1. University of Aveiro, Portugal (1996). P. 97.
- [27] I.M. Robertson, C.M. Wayman, *Phil. Mag.* **A48**, 421; 443; 629 (1983).
- [28] Ю.А. Гороховатский, Г.А. Бордовский. *Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных диэлектриков и полупроводников*. Наука, М. (1991). 248 с.
- [29] A.V. Shil'nikov, I.V. Otsarev, A.I. Burkhanov, V.N. Nesterov, G.M. Akbaeva. *Ferroelectrics* **222**, 311 (1999).
- [30] В.А. Исупов. *ФТТ* **22**, 172 (1980).