

## НЕЛИНЕЙНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В СЕГНЕТОКЕРАМИКЕ СКАНДОНИОБАТА СВИНЦА

К. Борманис<sup>1</sup>, А.И. Бурханов<sup>2</sup>, А. Калване<sup>1</sup>, М. Дамбекалне<sup>1</sup>, А.В. Алпатов<sup>2</sup>  
А.В. Шильников<sup>2</sup>, А. Штернберг<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела Латвийского университета, ул. Кенгарага 8, Рига, LV-1063, Латвия

<sup>2</sup> Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, Волгоград, Россия

Изучено влияние смещающих полей  $E_{\perp}$  на характер диэлектрического отклика в сегнетокерамике скандониобата свинца, для температур, которые соответствовали различным областям размытого фазового перехода.

В зависимости от степени упорядочения ионов Sc и Nb по эквивалентным узлам кристаллической решетки кристаллы и керамика скандониобата свинца (PSN) могут иметь как размытый, так и неразмытый фазовый переход. В состоянии с высокой степенью упорядочения имеет место неразмытый фазовый переход. В разупорядоченном состоянии сегнетоэлектрический фазовый переход размывается и PSN проявляет свойства, характерные для релаксорных систем: при изменении частоты на порядок сдвиг  $T_m$  - температуры максимума диэлектрической проницаемости составляет (1,5-2,3) °С [1, 2]. Степень упорядоченности влияет и на положение температур максимумов диэлектрической проницаемости. С ростом упорядоченности  $T_m$  сдвигается в область низких температур [3]. Ряд особенностей перехода из параэлектрического состояния в сегнетоэлектрическое было выявлено при исследовании системы xPZN-(1-x)PSN [4-6]. В то же время остается много вопросов, касающихся физики размытых фазовых переходов в данном материале.

Целью настоящей работы было изучение влияния смещающих полей  $E_{\perp}$  на диэлектрический отклик в сегнетокерамике PSN, изготовленной по обычной керамической технологии. Измерения реверсивных зависимостей диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_{\perp}(E_{\perp})$  и диэлектрических потерь  $\epsilon''_{\perp}(E_{\perp})$  проводились мостовым методом на частоте 1000 Гц. Амплитуда измерительного поля не превышала 1 В/см.

Реверсивные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_{\perp}(E_{\perp})$  представлены на рис.1: при комнатной температуре  $T_{ком}$ , которая была существенно ниже  $T_m$ , при температуре, примерно, равной  $T_{фф}$  ( $T_{фф}$  – температура Фогеля-Фулчера) и при температуре, расположенной вблизи  $T_m$ .

Рис.1 показывает, что значения  $\epsilon'_{\perp}$  при  $E_{\perp}=0$ , полученные вначале измерений  $\epsilon'_{\perp}(E_{\perp})$  значительно превышает значения  $\epsilon'_{\perp}$ , которые имеет материал после полного цикла измерений кривой  $\epsilon'_{\perp}(E_{\perp})$ . Эти различия можно оценить с помощью величины  $h=(\epsilon'_{\perp n} - \epsilon'_{\perp k})/\epsilon'_{\perp n} \cdot 100\%$  (где  $\epsilon'_{\perp n}$  – диэлектрическая проницаемость при нулевом поле до реверсирования;  $\epsilon'_{\perp k}$  – диэлектрическая проницаемость после реверсирования): при 26 °С получено  $h=32,6$ ; при 82,2 °С  $h=42,6$ ; при 104,3 °С  $h=2,7$ .

Данный характер воздействия  $E_{\perp}$  можно объяснить тем, что, в PSN до приложения смещающего поля имеет место гетерофазная структура (сосуществование полярной и неполярной фазы), которая сохраняется вплоть до комнатной температуры. В этом случае большой вклад в диэлектрическую проницаемость дают фазовые границы между полярной и неполярной фазами. После воздействия  $E_{\perp}$  большая часть фазовых границ исчезает вследствие индуцирования полярной фазы во всем объеме образца.

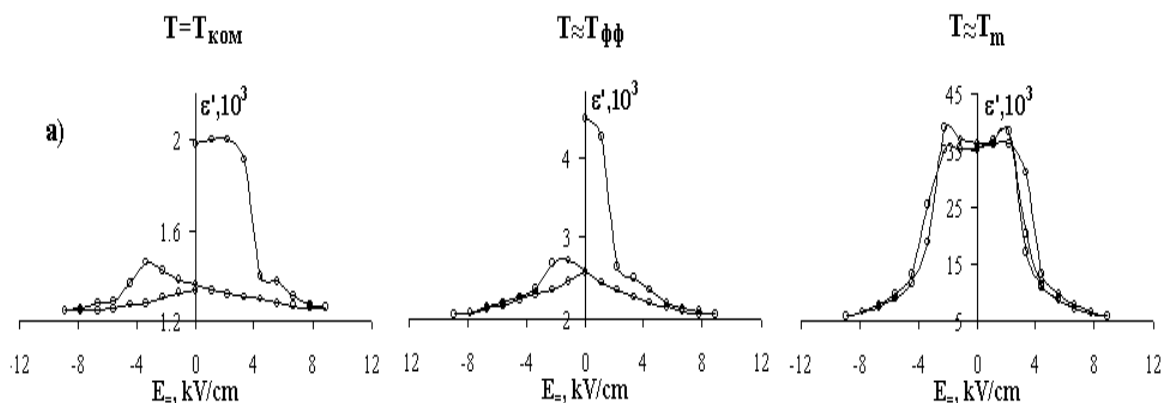


Рис.1. Реверсивные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'(E_-)$  для PSN соответственно в трех температурных областях: при комнатной температуре  $T_{\text{ком}}$ , при температуре Фогеля - Фулчера  $T_{\text{фф}}$  и при температуре, расположенной вблизи  $T_m$ .

В этом случае дальнейший отклик материала будет определяться поведением лишь доменной структуры соответствующей определенной симметрии решетки полярной фазы для данной области температур.

При  $T \approx T_m$  практически не выражен полевой гистерезис  $\epsilon'(E_-)$ , (рис.1). При этом характер нелинейности диэлектрического отклика в области  $T \approx T_m$  указывает на возможное существование суперпараэлектрического состояния материала. В тоже время для данной области температур необходимо выделить особое поведение  $\epsilon'(E_-)$  - здесь, при обратном ходе  $\epsilon'(E_-)$  появляется максимум  $\epsilon'(E_-)$  до изменения знака смещающего поля  $E_-$ . Такое поведение  $\epsilon'(E_-)$ , когда на реверсивных зависимостях возникает двойной максимум  $\epsilon'(E_-)$  может свидетельствовать о том, что при  $T \approx T_m$  происходит индуцированный полем фазовый переход. В данном случае происходит фазовый переход из суперпараэлектрического в полярное состояние при  $E_- > E_{\text{инд}}$  и обратно при  $E_- < E_{\text{инд}}$ . При этом, данный фазовый переход имеет черты фазовый переход первого рода, о чем сообщалось также в [7, 8], где были представлены двойные петли поляризации и температурный гистерезис максимума  $\epsilon'(T)$ .

В настоящей работе поведение нелинейности диэлектрического отклика рассматривается в виде скорости изменения диэлектрической проницаемости в зависимости от величины прикладываемого смещающего поля  $\frac{d\epsilon'}{dE}(E_-)$  (от  $E_- = 0$  до  $E_- = E_{\text{max}}$ ), (рис.2). В данном представлении для низких температур ( $T_{\text{ком}} \ll T_m$ ), где величина  $\frac{d\epsilon'}{dE}$ , в основном, связана с доменным переключением, полуширина максимума зависимости  $\frac{d\epsilon'}{dE}(E)$  -  $\Delta E$  может иллюстрировать распределение коэрцитивных полей  $E_c$  в материале ( $E_c$  равна величине  $E_-$ , соответствующей максимуму  $\frac{d\epsilon'}{dE}(E)$ ). В области температур существования релаксорной фазы ( $T_{\text{фф}} - T_m$ ), где данный параметр  $\frac{d\epsilon'}{dE}$  вероятнее всего характеризует степень переориентации полярных нанобластей (кластеров) при воздействии поля, полуширина максимума  $\frac{d\epsilon'}{dE}(E)$  может указывать на распределение таких нанобластей по полям

переориентации (переключения), а значит и по размеру этих кластеров: чем меньше  $\Delta E$  – тем «однороднее» кластеры.

Оценка значений  $\Delta E$  при различных температурах: при 26 °С  $\Delta E=4,3$  кВ/см; при 82,2 °С  $\Delta E=2,5$  кВ/см; при 104,3 °С  $\Delta E=3,2$  кВ/см позволяет заключить, что PSN имеет однородное распределение по внутренним (локальным) полям переключения.

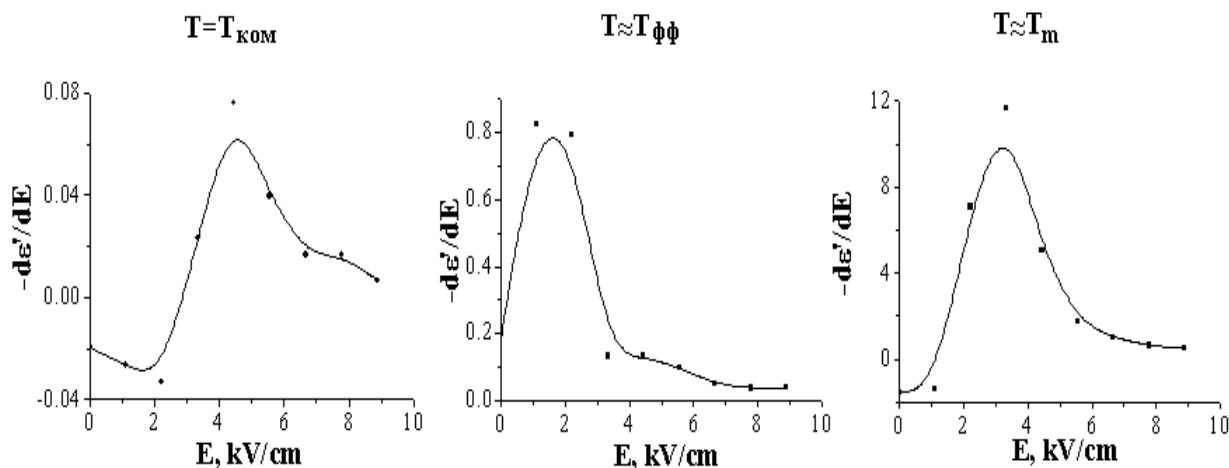


Рис.2. Скорости изменения диэлектрической проницаемости в зависимости от величины прикладываемого смещающего поля  $\frac{d\epsilon'}{dE}(E_=)$  (от  $E_-=0$  до  $E_-=E_{max}$ ) для PSN, соответственно в трех температурных областях: при комнатной температуре  $T_{ком}$ , при температуре Фогеля - Фулчера  $T_{фф}$  и при температуре, расположенной вблизи  $T_m$ .

На величину  $\Delta E$  существенное влияние оказывает наличие дефектов (например, вакансии кислорода или свинца), о чем свидетельствует выраженная диэлектрическая релаксация при высоких температурах [6].

## Литература

1. А.И. Бурханов. Диссертация. Волгоград, ВолгГАСА, (1989).
2. Г.А. Смоленский и др. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Наука, Л. (1971).
3. C.G.F. Stenger and A.J. Burggraaf. Phys. Stat. Sol. (a) **61**, 275 (1980).
4. А.В. Алпатов, А.И. Бурханов, А.В. Шильников, А. Калване, К.Я. Борманис, А.Р. Штернберг. Материалы Международной школы-конференции "Молодые ученые-науче, технологиям и профессиональному образованию". Москва, 165 (2003).
5. А.И. Бурханов, А.В. Алпатов, А.В. Шильников, К. Борманис, А.Штернберг, А. Калване, М. Дамбекалне. Материалы Международной конференции «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения» Москва. **1**, 81 (2004).
6. А.И. Бурханов, А.В. Шильников, А.В. Алпатов, К. Борманис, А. Штернберг, А. Калване. Материалы Международной научно-практической конференции "Фундаментальные проблемы пьезоэлектрического приборостроения" Москва, 26 (2003).
7. A.I. Burkhanov, A.V. Shil'nikov, A.A. Zavjalova, A. Sternberg, and K. Bormanis. Ferroelectrics, **257**, 91 (2001).
8. А.В. Шильников, А.А. Завьялова, А.И. Бурханов, А. В. Сопит, О.Н. Старцева, А. Р. Штернберг, К.Я. Борманис. Изв. АН Сер. физ. **64**, 6, 1228 (2000).