

# ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПЕРКОЛЯЦИОННОГО ТИПА В КРИСТАЛАХ ЦИНКОНИОБАТА СВИНЦА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Л.С.Камзина, Н.Н.Крайник, А.Л.Корженевский\**

*Физико-технический институт РАН,  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

*\*Электротехнический институт,  
197022, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 22 октября 1992 г.

Впервые с помощью метода малоуглового рассеяния света в сильнонеупорядоченном сегнетоэлектрике цинкониобате свинца обнаружено возникновение фазового перехода перколоционного типа в электрическом поле. В полях, превышающих критическое значение, поведение аномального светорассеяния находится в согласии с выводами феноменологической теории Андельмана-Джоанни.

В настоящее время проблема фазовых переходов (ФП) в неупорядоченных твердых телах по-прежнему остается в центре внимания. Характерной чертой ряда сегнетоэлектриков сложного состава и сегнетоэлектрических твердых растворов является, как известно, наличие размытой аномалии диэлектрической проницаемости  $\mathcal{E}(T, \omega)$  и теплового расширения в широком интервале температур, что послужило поводом для формирования представлений о "размытости" ФП в подобных соединениях<sup>1</sup>. С другой стороны, обнаружение аномалий для частотной дисперсии  $\mathcal{E}(T, \omega)$  с огромными временами релаксации поляризации<sup>2</sup>, а также аномалий в температурной зависимости нелинейной восприимчивости  $\partial^2\mathcal{E}/\partial E^2$  при  $T \lesssim T_g$  позволило провести качественную аналогию с "резким" переходом в состояние спин-стекольского типа. При этом  $T_g$  трактуется как соответствующая температура замерзания<sup>3</sup>.

Указанные измерения диэлектрической проницаемости, однако, описывают усредненные по объему свойства образца, в то время как процесс ФП в реальном разупорядоченном кристалле неизбежно должен сопровождаться пространственно-неоднородной перестройкой его структуры. В частности, известно, что в ряде моделей сильнонеупорядоченных сред существуют критические значения внешних полей  $E_c(T)$ , при достижении которых происходит выход из "многодолинных" метастабильных состояний на равновесный режим. Так, в модели изинговского ферромагнетика со случайным обменом Шеррингтона-Киркпатрика<sup>4</sup> подобную роль играет линия Алмейды – Таулеса<sup>5</sup>, в разупорядоченном гайзенберговском ферромагнетике – линия Гэбэя-Тулуса<sup>6</sup>, а в изинговском ферромагнетике со случайным внутренним полем – линия Андельмана-Джоанни<sup>7</sup>. Вблизи всех этих линий соответствующие корреляционные длины расходятся.

Ранее мы, используя соображения о резком возрастании размеров кластеров новой фазы вблизи точек ФП перколоционного типа, обнаружили пики в температурной зависимости интенсивности малоуглового рассеяния света (МРС) в разупорядоченных сегнетоэлектриках типа  $\text{PbB}'_{1/2}\text{B}''_{1/2}\text{O}_3$ <sup>8,9</sup>. В то же время в соединениях типа  $\text{PbB}'_{1/3}\text{B}''_{2/3}\text{O}_3$  в отсутствие электрического поля подобные пики не наблюдались. Учитывая сказанное выше о наличии критических значений  $E_c(T)$  во многих неупорядоченных системах, достижение которых

сопровождается резким ростом корреляционной длины, в настоящей работе мы попытались установить существование критического электрического поля для сильноразупорядоченного сегнетоэлектрика  $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PZN) с помощью метода MPC.

Кристаллы PZN, используемые в данной работе, имели температуру максимума  $\epsilon$   $T_m = 135^\circ\text{C}$ . При температуре  $T_p \simeq 103^\circ\text{C}$  в заполяризованных образцах были обнаружены небольшие аномалии  $\epsilon$  и скачок оптического пропускания<sup>10</sup>. Аналогичные аномалии  $\epsilon$  имеются для кристалла магнениобата свинца  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ , трактуемые обычно как разрушение макродоменного сегнетоэлектрического состояния<sup>11,12</sup>.

Чтобы изучить характер пространственной перестройки структуры кристалла PZN, обусловливающий вышеуказанные аномалии, мы измеряли MPC и диэлектрическую проницаемость для двух различных режимов приложения постоянного электрического поля: 1) охлаждение в нулевом электрическом поле – нагрев в поле; 2) охлаждение в поле – нагрев в поле. Экспериментальная установка по исследованию MPC описана в<sup>8</sup>.

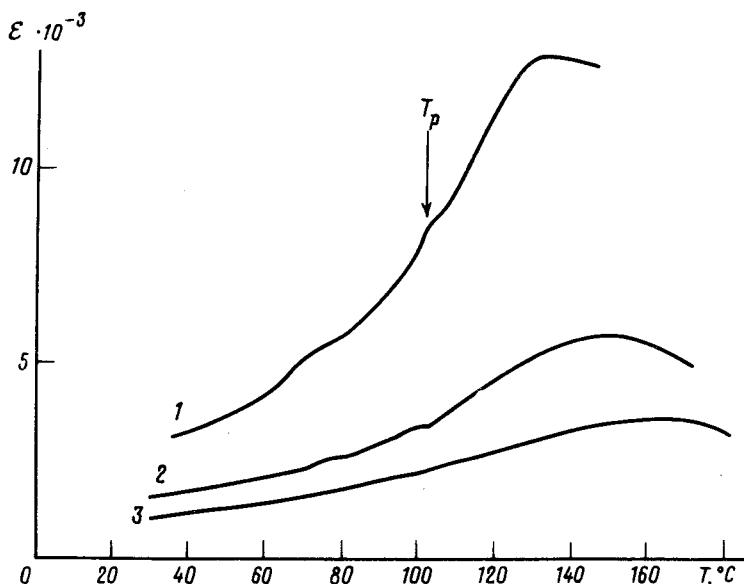


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости для кристалла цинкониобата свинца, снятая при нагревании в разных электрических полях: кривая 1 - 0, 2 - 4, 3 - 8 кВ/см. Кристалл предварительно охлаждался в поле 10 кВ/см

В случае приложения электрического поля по первому режиму на температурной зависимости MPC никаких пиков интенсивности не наблюдалось. Это свидетельствует о том, что в кристалле из-за наличия значительных случайных полей, обусловленных неполным упорядочением ионов  $\text{Zn}^{2+}$  и  $\text{Nb}^{5+}$  не возникает макродоменного сегнетоэлектрического состояния. Картина качественно изменяется для второго режима при приложении достаточно большого по величине электрического поля. Если кристалл охлаждается в полях до 20 кВ/см, то, так же как и в первом случае, в температурной зависимости MPC, снятой при нагревании кристалла в полях меньших 20 кВ/см, пиков не наблюдалось. На температурной зависимости  $\epsilon$  ( $T, \omega$ ) видна лишь небольшая аномалия при  $T_p \simeq 103^\circ\text{C}$  (рис.1). Отсутствие пика MPC свидетельствует о

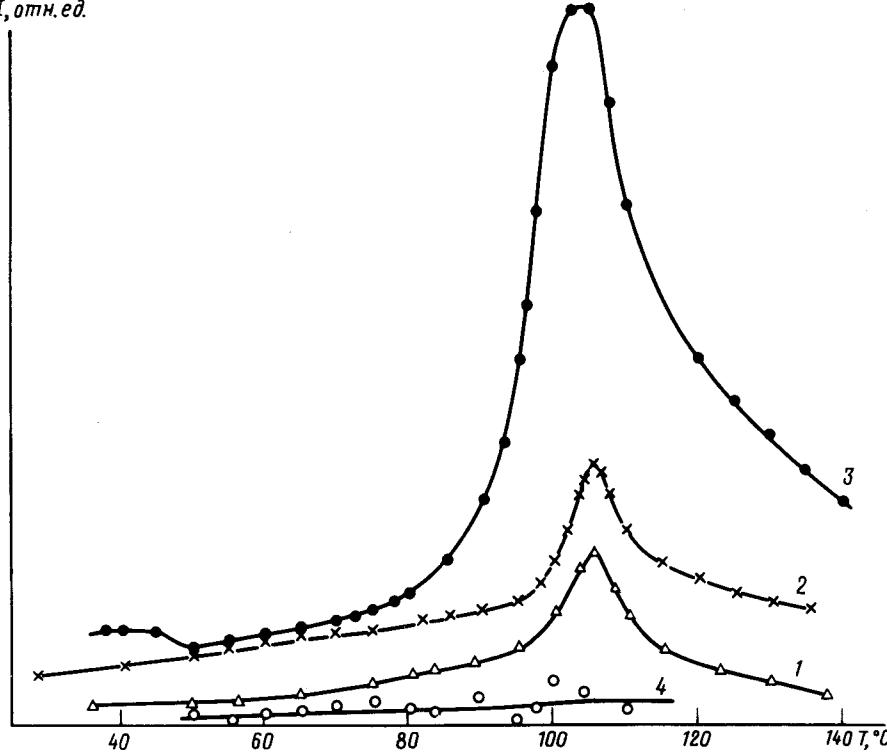


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности малоуглового рассеяния света для угла наблюдения  $30'$  в кристаллах PZN в разных электрических полях,  $E$ , кВ/см. Кристалл предварительно охлаждался в поле 20 кВ/см: кривая 1 - 0, 2 - 2, 3 - 10 кВ/см. Кристалл охлаждался в поле 15 кВ/см: кривая 4 - 0 кВ/см

том, что размеры областей сегнетофазы, образовавшихся в поле, недостаточны для создания "бесконечного" макродоменного кластера. При охлаждении кристалла в полях  $E \geq 20$  кВ/см на температурной зависимости МРС, снятой при нагреве, наблюдаются резкие пики (рис.2). Как видно из рис.2, с увеличением напряженности электрического поля, приложенного к образцу при нагревании, интенсивность МРС в максимуме увеличивается. Соответственно, поле 20 кВ/см является, по-видимому, критическим полем для кристаллов PZN. При  $E \geq E_c$  размер доменов резко увеличивается, возникает однородное макродоменное сегнетоэлектрическое состояние, и процесс разрушения этого состояния при нагреве образца проходит уже по типу протекательного фазового перехода с образованием "бесконечного" кластера. Вместе с тем отметим, что природа высокотемпературной неполярной фазы требует дальнейших исследований.

При приближении электрического поля к критическому значению  $E_c$ , корреляционный масштаб стохастической доменной структуры резко возрастает и, соответственно, наблюдается рост интенсивности МРС (рис.2, кривые 1-3).

Проведенные измерения МРС в кристаллах цинкониобата свинца свидетельствуют о наличии критического значения внешнего электрического поля, начиная с которого появляется отчетливый пик интенсивности светорассеяния. Его наличие однозначно свидетельствует о возникновении крупномасштабных неоднородных состояний в процессе поляризации сильнонеупорядоченного кристалла PZN. При этом максимальный характерный масштаб появляющейся

сверхструктурой составляет, по крайней мере, десятки микрон, что позволяет использовать скэйлинговые соображения. Следовательно, можно высказать предположение о возможности применения феноменологической теории Андельмана-Джоанни, развитой для модели Изинга со случайным внутренним полем, для качественного описания процесса поляризации сильноупорядоченного сегнетоэлектрика PZN в электрических полях, близких к критическому.

- 
1. Г.А.Смоленский, В.А.Боков, В.А.Исупов и др. *Физика сегнетоэлектрических явлений*. Л.: Наука 1985.
  2. S.N.Dorogovtsev and N.K.Yushin, *Ferroelectrics* **112**, 27 (1990).
  3. N.N.Krainik and L.A.Markova, *Ferroelectrics* **131**, 173 (1992).
  4. D.Sherrington and S.Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1972 (1975).
  5. J.R.Almeida and D.J.Thauless, *J. Phys. A* **11**, 983 (1978).
  6. M.Gabay and G.Toulous, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 201 (1981).
  7. D.Andelman and T.F.Joanny, *Phys. Rev. B* **32**, 4818 (1985).
  8. Л.С.Камзина, А.Л.Корженевский, Письма в ЖЭТФ **50**, 146 (1989).
  9. L.S.Kamzina and A.L.Korzhenevskii, *Ferroelectrics*, **131**, 91 (1992).
  10. Л.С.Камзина, Н.Н.Крайник, Л.М.Сапожникова, С.В.Иванова, ФТТ **33**, 2078 (1991).
  11. Г.А.Смоленский, Н.Н.Крайник, Л.А.Кузнецова и др., ФТТ **23**, 1341 (1981).
  12. V.Westphal, W.Kleemann, and M.D.Glinchuk, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 847 (1992).