

Эволюция оптических свойств монокристаллов твердых растворов $\text{Pb}_{0.94}\text{Ba}_{0.06}\text{Sc}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ (PBSN-6) под действием постоянного электрического поля

© Л.С. Камзина*, И.П. Раевский, В.В. Еремкин, В.Г. Смотраков, Е.В. Сахар

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
Научно-исследовательский институт физики Ростовского государственного университета,
344090 Ростов-на-Дону, Россия

(Поступила в Редакцию 5 июня 2002 г.
В окончательной редакции 14 октября 2002 г.)

Для кристаллов твердых растворов PBSN-6 исследовано изменение оптических свойств (малоугловое рассеяние света, двупреломление) под действием электрического поля. Обнаружено, что в отсутствие электрического поля при температурах ниже максимума диэлектрической проницаемости в кубической неполярной матрице кристалла содержатся спонтанно поляризованные области сегнетоэлектрической фазы, размеры которых составляют не менее 10^4 \AA . Показано, что небольшое электрическое поле ($\sim 0.4 \text{ kV/cm}$) может индуцировать кинетический фазовый переход в сегнетоэлектрическое состояние, причем температура этого перехода зависит от скорости нагрева образца. Процесс разрушения индуцированного состояния сопровождается острым максимумом на температурной зависимости интенсивности малоуглового рассеяния света, свидетельствующим о перколяционной природе перехода, и не зависит от скорости нагрева образца. Определены границы устойчивости индуцированного состояния при разных режимах приложения внешнего электрического поля и построена фазовая $E-T$ -диаграмма.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 01-02-17801 и 01-03-33119).

Соединения типа $\text{PbSc}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ (PSN) и $\text{PbSc}_{0.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_3$ (PST) занимают особое место среди большого числа неупорядоченных материалов. Изменяя степень упорядочения ионов Sc и Nb (Ta) (s) с помощью термообработки образцов или варьируя температурный режим выращивания [1,2], можно в широких пределах менять свойства этих веществ без изменения химического состава. В кристаллах с дальним порядком ($s \approx 1$) наблюдается четкий сегнетоэлектрический фазовый переход. В разупорядоченном состоянии ($s \rightarrow 0$) сегнетоэлектрический переход размывается и проявляются черты, характерные для релаксоров. Однако получить в соединениях PSN в PST устойчивое релаксорное поведение, подобное наблюдаемому в классическом релаксоре — магнониобате свинца (PMN), не удается даже при полном разупорядочении в расположении ионов Sc и Nb (Ta); и в практически разупорядоченных соединениях при температурах ниже максимума диэлектрической проницаемости ϵ происходит спонтанный фазовый переход (СФП) из релаксорного (микродоменного) состояния в макродоменное сегнетоэлектрическое состояние [3]. Для реализации устойчивого релаксорного поведения необходимо дополнительное разупорядочение кристаллической решетки. Обычный путь получения стабильного релаксорного состояния в подобных соединениях заключается в создании добавочного беспорядка в подрешетке ионов свинца. Известно, что относительно небольшой дефицит PbO ($\sim 2.5\text{--}3\%$) или замена ионов свинца ионами

Ba ($\sim 6\text{--}7\%$) „замораживают“ релаксорное состояние в соединениях PSN и PST [3–5].

В работах [4,5] было показано, что в кристаллах с содержанием бария $\leq 4 \text{ mol.}\%$ (PBSN-4) в отсутствие электрического поля еще сохраняются черты нормального сегнетоэлектрического поведения (наряду с релаксорным). СФП из релаксорного в макродоменное состояние, имеющий место в кристаллах PBSN-4, а также в кристаллах PST, PSN, проявляется в виде скачка ϵ при температуре ниже температуры максимума и сопровождается острым пиком интенсивности малоуглового рассеяния света (МРС) (или минимумом оптического пропускания (ОП)) [6–9]. Наличие пика свидетельствует о перколяционном характере перехода и возникновении крупномасштабной структуры при этом переходе. Теоретическое описание аномального рассеяния света вблизи точек фазовых переходов первого и второго рода приведено в работе [10].

Дальнейшее увеличение содержания Ba до $6 \text{ mol.}\%$ привело к исчезновению СФП в этих соединениях и проявлению чисто релаксорных свойств. При температурах на $40\text{--}50^\circ\text{C}$ ниже максимума ϵ в отсутствие электрического поля на температурных зависимостях ϵ и ОП уже не было обнаружено никаких аномалий [6], сопутствующих СФП, но макродоменная сегнетоэлектрическая фаза в этих соединениях может быть индуцирована сравнительно небольшими электрическими полями. Приложение к образцу, предварительно охлажденному без поля, электрического поля, превышающего некоторое пороговое значение, индуцирует кинетический фазовый

переход в сегнетоэлектрическое состояние спустя некоторое время после включения поля. Это время сильно зависит как от температуры, так и от величины поля [11].

Немногочисленные экспериментальные работы, за исключением работы [6], касались в основном исследования диэлектрических свойств PBSN. Однако наблюдаемые аномалии были не всегда четко выражены, что представляло определенные трудности для их обнаружения. Более чувствительными являются оптические методы исследования кристаллов (ОП, МРС, двупреломление Δn), особенно для изучения процессов, связанных с изменением размеров неоднородностей. Если при фазовом переходе изменяется размер оптических неоднородностей, меняется не только рассеяние света, но и ОП. Рассеяние зависит от отношения размера рассеивающей частицы (a) к длине волны света (λ). Когда это отношение мало, интенсивность рассеянного света невелика, образец практически прозрачен и в кубической фазе Δn отсутствует. Оптические методы были успешно применены для изучения фазовых переходов в релаксорах. Существование полярных нанодоменов в кубической неполярной матрице является одной из причин релаксорного поведения. Если размер этих нанодоменов меняется незначительно при фазовом переходе, оставаясь меньше λ , то никаких изменений в Δn не должно наблюдаться. Так, в классическом релаксоре PMN средняя структура кристалла в отсутствие электрического поля оставалась кубической вплоть до низких температур и Δn не возникало. Отсутствие Δn в широкой температурной области согласуется с малыми размерами нанодоменов в этом кристалле, определенными из рентгеновских и нейтронных исследований [12]. При приложении электрического поля к кристаллу PMN возникал индуцированный кинетический сегнетоэлектрический фазовый переход перколяционного типа в макродоменное состояние [13]. Данный переход сопровождался острым пиком интенсивности МРС, при этом резко возрастал размер рассеивателей (от нанодоменов в релаксорной фазе до макродоменов в сегнетоэлектрической фазе) и возникало Δn [14].

Вопрос о размерах неоднородностей, ответственных за релаксорное поведение в кристаллах PBSN-6, и их изменениях при фазовом переходе остается неясным. Поэтому целью данной работы является всестороннее изучение диэлектрическими и оптическими методами гетерофазного состояния в области размытого фазового перехода, а также исследование условий индуцирования однородного сегнетоэлектрического состояния в этих соединениях.

1. Выращивание монокристаллов и методика эксперимента

Монокристаллы PBSN-6 были выращены методом массовой кристаллизации. Методика выращивания, а также рентгеновские и диэлектрические исследования

этих кристаллов описаны в работах [4,5]. Полученные кристаллы были однородными по составу и имели форму пластин с гранями типа $\{100\}$. Чтобы не вносить дополнительных напряжений, все измерения проводились на образцах, не подвергавшихся механической обработке. Постоянное электрическое поле прикладывалось в направлении $[100]$, свет распространялся в направлении $[001]$. Использовались разные режимы приложения электрического поля: охлаждение без поля (zero field cooling — ZFC), нагрев без поля (zero field heating — ZFH), нагрев в поле после охлаждения без поля (field heating after ZFC — FHaZFC), охлаждение в поле (FC), нагрев в поле после охлаждения в поле (FHaFC) и нагрев без поля после охлаждения в поле (ZFHaFC). После каждого приложения поля образцы перед каждым новым измерением прогревались при температуре 150°C в течение 0.5 h. Для получения воспроизводимых результатов и для того, чтобы исключить эффект диэлектрического старения, который сильно выражен в кристаллах PBSN-6 [5], диэлектрические и оптические измерения проводились непосредственно после отжига образцов. Скорость изменения температуры образца варьировалась от 2 до $10^\circ\text{C}/\text{min}$.

Для оптических измерений использовался He-Ne-лазер. Исследовались ОП и МРС, измеренное в геометрии пропускания [12]. Двупреломление образца Δn определялось из соотношения $I = I_0 \sin^2 \pi \Delta n d / \lambda$, где I_0 — интенсивность падающего света, I — интенсивность света, прошедшего через образец, находящийся между двумя скрещенными поляризаторами, причем оптическая ось образца составляла 45° по отношению к направлению поляризации падающего света, d — толщина образца.

Диэлектрические измерения проводились на частоте 100 kHz.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* представлены температурные зависимости двупреломления Δn , измеренные в режимах ZFC (кривая 1) и ZFH (кривая 2) в отсутствие электрического поля и в режиме ZFHaFC после охлаждения образца в поле 1 kV/cm (кривые 3, 4). Кривая 3 получена после охлаждения кристалла до температуры $+5^\circ\text{C}$, а кривая 4 — до -20°C . Во время охлаждения без поля (кривая 1) наблюдается плавное увеличение Δn , которое становится значительно более быстрым в интервале температур ≈ -4 — -20°C . Плавное увеличение Δn при охлаждении кристалла связано, скорее всего, с ростом размеров полярных нанодоменов и переходом части областей в макродоменное сегнетоэлектрическое состояние. Размеры рассеивателей становятся сравнимыми с длиной волны света ($\sim 10^4 \text{ \AA}$). Это отличает исследуемый кристалл от классического релаксора PMN, в котором размеры нанодоменов существенно не

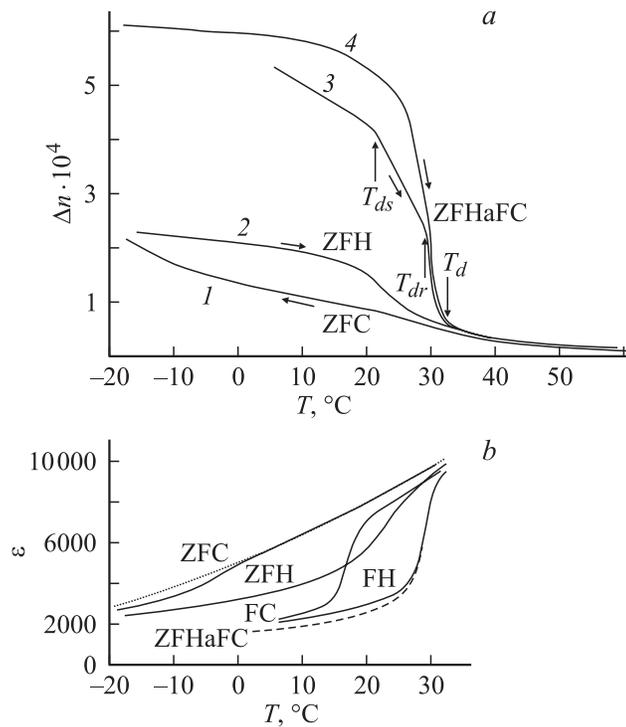


Рис. 1. Температурные зависимости двупреломления Δn (a) и диэлектрической проницаемости ϵ (b), измеренные при разных режимах приложения электрического поля для кристалла PBSN-6. 1 — ZFC, 2 — ZFH, 3 — ZFHaFC ($E = 1 \text{ kV/cm}$, кристалл охлаждался в поле до температуры $+5^\circ\text{C}$), 4 — ZFHaFC ($E = 1 \text{ kV/cm}$, кристалл охлаждался в поле до температуры -20°C).

увеличивались вплоть до низких температур. Поскольку число областей со СФП невелико, фазовый переход в макромоментное состояние не происходит во всем кристалле и Δn не изменяется скачком. При последующем нагреве без поля (кривая 2) Δn сначала слабо зависит от температуры, но в области $20\text{--}30^\circ\text{C}$ уменьшается, причем наиболее быстрое изменение Δn наблюдается в области $\sim 22\text{--}24^\circ\text{C}$. Эти температуры совпадают с температурами аномального изменения ϵ (рис. 1, b). По-видимому, такое различие наблюдаемых зависимостей Δn и ϵ при нагреве и охлаждении в отсутствие электрического поля можно объяснить существованием внутренних полей в кристалле. При нагреве образца до $+150^\circ\text{C}$ пространственный заряд и внутренние поля практически пропадают, поэтому в режиме охлаждения (кривая 1) они много меньше, чем при нагревании. Кроме того, в образце могут существовать области, в которых критическое поле, необходимое для индуцирования сегнетоэлектрической фазы, очень мало, и даже небольшие внутренние электрические поля могут при охлаждении индуцировать сегнетоэлектрический переход в этих областях. Заметим, что температура резкого уменьшения Δn (кривая 2 на рис. 1, a) и увеличения ϵ (рис. 1, b) при нагревании, согласно данным

диэлектрических измерений [5, 11], близка к температуре Фогеля–Фулчера [3] и соответствует средней температуре СФП из сегнетоэлектрического состояния в релаксорное. По-видимому, наблюдаемое быстрое изменение Δn при нагреве образца обусловлено коллективными процессами двух типов: 1) фазовым переходом из сегнетоэлектрической фазы в релаксорное состояние в тех областях кристалла, в которых происходит СФП; 2) деполаризацией макромоментной сегнетоэлектрической фазы в полярных областях, в которых внутренние поля смогли индуцировать сегнетоэлектрический фазовый переход. Возможно, эти процессы взаимосвязаны; например, СФП в отдельных областях стимулирует подобный переход в соседних областях. Поскольку число полярных нанообластей с очень малой величиной критического поля невелико, на зависимости $\Delta n(T)$ в режиме ZFH аномалии, соответствующей температуре деполаризации этих релаксорных областей, не наблюдается.

Предположение о существовании областей двух типов подтверждается результатами измерений двупреломления в режиме ZFHaFC после охлаждения образца в электрическом поле 1 kV/cm (кривая 3 на рис. 1, a). Действительно, на зависимости $\Delta n(T)$ четко видны две температуры, при которых происходит резкое изменение наклона: $T_{ds} \approx 22^\circ\text{C}$ и $T_{dr} \approx 29\text{--}30^\circ\text{C}$. T_{ds} соответствует температуре деполаризации областей со СФП, а T_{dr} — температуре деполаризации нанообластей, в которых при охлаждении в электрическом поле индуцируется сегнетоэлектрическая фаза. Эти температуры находятся в хорошем согласии с результатами наших диэлектрических измерений (рис. 1, b) и данными работы [11]. Заметим, что при охлаждении образца до $+5^\circ\text{C}$ (выше средней температуры СФП релаксор–сегнетоэлектрик [11]) зависимость $\Delta n(T)$ не достигает насыщения, хотя и расположена значительно выше, чем в случае ZFC. Данное обстоятельство связано с тем, что при охлаждении в поле в большем числе полярных областей индуцируется сегнетоэлектрический фазовый переход. Отсутствие насыщения Δn на кривой 3 свидетельствует о том, что не весь объем кристалла перешел в сегнетоэлектрическую фазу. При охлаждении образца в том же поле до более низкой температуры (-20°C) и выдержке его при этой температуре в течение $\sim 10 \text{ min}$ Δn достигало насыщения, и после снятия поля при последующем нагреве образца зависимость $\Delta n(T)$ обнаруживала нормальное сегнетоэлектрическое поведение (кривая 4). Резкое уменьшение Δn начинается в области $T_{ds} \sim 22\text{--}25^\circ\text{C}$, экстраполяция $\Delta n \rightarrow 0$ дает температуру деполаризации образца $T_d \sim 30\text{--}32^\circ\text{C}$. Наличие насыщения $\Delta n(T)$ свидетельствует о переходе всего объема кристалла в макромоментное состояние. Следовательно, в сегнетоэлектрическую фазу перешли не только области со СФП, но и во всех полярных нанообластях индуцировалась сегнетоэлектрическая фаза. Одинаковая для всего образца температура деполаризации T_d означает, что процесс разрушения этого состояния стал коллективным. Из соотношения величин Δn , измеренных

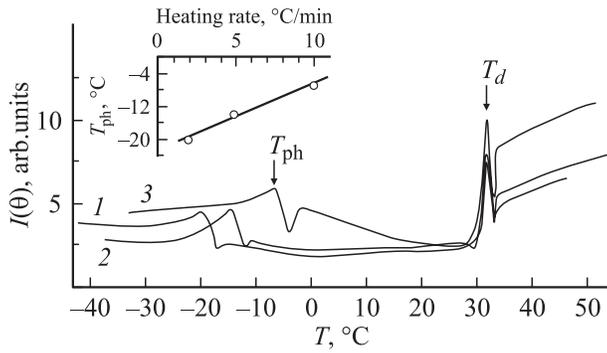


Рис. 2. Температурные зависимости интенсивности малоуглового рассеяния света (I –3) в режиме FHaZFC ($E = 1$ kV/cm) для монокристалла PBSN-6 при разных скоростях нагрева образца. V , °C/min: 1 — 2, 2 — 5, 3 — 10. На вставке — зависимость температуры индуцирования сегнетоэлектрического состояния (T_{ph}) от скорости нагрева. Угол рассеяния 30° .

в отсутствие электрического поля и в поле 1 kV/cm (кривые 2, 4 на рис. 1, *a*), мы попытались оценить объем областей сегнетоэлектрической фазы в параэлектрической матрице. Оказалось, что уже при температуре -20°C он составляет $\sim 30\%$.

Используя диэлектрические измерения, авторы [11] наблюдали в кристаллах PBSN-6 в электрическом поле при температуре T_{ph} , зависящей от величины поля, кинетический фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу, которая разрушалась при температуре $T_d \sim 30\text{--}32^\circ\text{C}$. Индуцирование сегнетофазы носило пороговый характер. В этих же кристаллах, как показано нами в [6], в присутствии электрического поля (режим FHaZFC) при температуре разрушения сегнетоэлектрического состояния (T_d), индуцированного при низкой температуре, наблюдался узкий пик интенсивности MPC, свидетельствующий о перколяционной природе фазового перехода разрушения. Аномалию MPC, обусловленную индуцированием сегнетоэлектрического состояния, в работе [6] нам наблюдать не удалось.

В данной работе мы провели более тщательные температурные измерения интенсивности MPC для режима FHaZFC при разных скоростях нагрева образца. На рис. 2 представлены полученные зависимости интенсивности MPC в поле 1 kV/cm. Из этого рисунка видно, что при температуре T_{ph} , соответствующей возникновению поляризации, наблюдается только широкий максимум интенсивности MPC, в то время как при температуре деполяризации образца T_d существует узкий пик интенсивности MPC. Температура T_{ph} повышается с увеличением скорости нагрева (см. вставку на рис. 2), а T_d остается практически неизменной. Обнаруженная зависимость температуры T_{ph} от скорости нагрева образца свидетельствует о том, что переключение полярных нанобластей под действием электрического поля зависит от времени, а сам переход индуцирования сегнетофазы является кинетическим. Можно предположить, что

влияние скорости нагрева на положение аномалии MPC при индуцировании сегнетосостояния связано с наличием больших времен релаксации процессов ориентации поляризации в стеклоподобном состоянии. Вследствие этого образование областей сегнетофазы с размерами, достаточными для прохождения фазового перехода, требует значительного времени. Этот переход происходит в более широком температурном интервале, чем фазовый переход разрушения. Широкий максимум интенсивности MPC в электрическом поле в области T_{ph} связан с появлением достаточно больших макродоменных областей. Однако поле не приводит к образованию бесконечного кластера, а следовательно, и к перколяционному фазовому переходу. Заметим, что в релаксоре PMN фазовый переход индуцирования проходит по перколяционному типу и сопровождается узким пиком на температурной зависимости интенсивности MPC [13]. Наблюдаемое различие в поведении интенсивности MPC в кристаллах PBSN-6 и PMN при температуре T_{ph} коррелирует с временными зависимостями диэлектрической проницаемости этих кристаллов в электрическом поле. Действительно, ступенчатое уменьшение ϵ , сопровождающее этот переход, в кристаллах PBSN-6 не такое резкое, как в PMN [11,15].

Диэлектрические и оптические свойства соединений PBSN-6, как показано в работах [5,6], обнаруживают сильную зависимость от режима приложения электрического поля. На рис. 3 представлены температурные зависимости двупреломления для кристалла PBSN-6 при разных режимах приложения электрического поля напряженностью 1 kV/cm в соответствии со следующим циклом: ZFC \rightarrow FHaZFC \rightarrow FC \rightarrow ZFHaFC. В отличие от кристаллов PMN и 0.9PMN–0.1PT, в которых в отсутствие электрического поля Δn практически равно нулю вплоть до низких температур [14], Δn в PBSN-6 в режиме ZFC несколько увеличивается с уменьшением температуры за счет существования областей со СФП (кривая 1 на рис. 1, *a*; рис. 3). В режиме FHaZFC Δn существенно возрастает и проходит через широкий

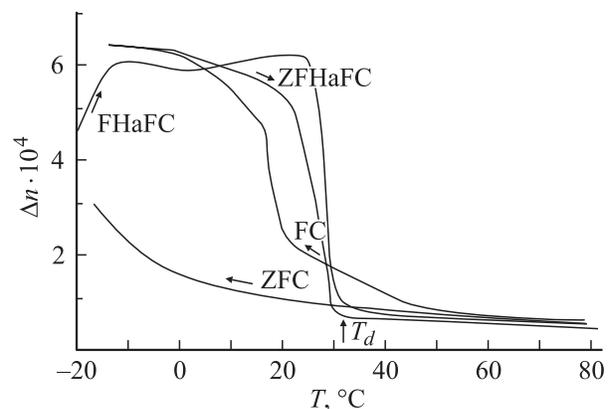


Рис. 3. Температурные зависимости двупреломления, измеренные в поле 1 kV/cm. Цикл приложения поля следующий: ZFC–FHaZFC–FC–ZFHaFC.

максимум (ширина максимума $\sim 40^\circ\text{C}$). Изменения Δn при этом процессе зависят от скорости изменения температуры образца: чем больше эта скорость, тем меньше область существования индуцированной сегнетоэлектрической фазы (рис. 2) и, следовательно, меньше ширина максимума $\Delta n(T)$. Различие в температурном ходе Δn , измеренном в режимах ZFC и FHaZFC, указывает на то, что процесс FHaZFC является метастабильным. С другой стороны, температурная зависимость $\Delta n(T)$ в режиме ZFHaFC обнаруживает нормальное сегнетоэлектрическое поведение и экстраполяция $\Delta n \rightarrow 0$ дает температуру деполяризации $T_d \approx 30\text{--}32^\circ\text{C}$ (рис. 3). Эта зависимость представлена на рис. 1, *a* (кривая 4) и подробнее обсуждалась выше.

На основании приведенных выше зависимостей для PBSN-6 можно сделать вывод, что наличие спонтанно поляризованных областей в параэлектрической матрице, обладающей релаксорными свойствами, является типичным для твердых растворов, находящихся вблизи границы устойчивости релаксорного состояния. Эта область концентраций ионов Ва является фактически морфотропной областью между макроскопически кубической релаксорной фазой и ромбоэдрической макродоменной сегнетоэлектрической фазой. Поскольку структурные различия между кубической и ромбоэдрической фазами малы, имеется довольно широкая область концентраций ионов Ва, где обе фазы сосуществуют. Кристаллы состава PMN и $0.9\text{PMN}\text{--}0.1\text{PT}$ являются типичными релаксорами, далеки от границы устойчивости релаксорного состояния, и флуктуации состава ($\sim 10\text{ mol.}\%$ PbTiO_3) несущественно изменяют их свойства. Можно предположить, что при дальнейшем увеличении содержания PbTiO_3 ($\sim 20\text{ mol.}\%$) и приближении состава к границе устойчивости релаксорного состояния оптические свойства полученных соединений будут близки к свойствам PBSN-6.

Используя приведенные выше данные по температурным зависимостям Δn и ϵ , мы построили $E\text{--}T$ -фазовую диаграмму для PBSN-6. На рис. 4 приведены диаграммы, полученные в режиме охлаждения (*a*) и нагрева (*b*) этого кристалла. Рассмотрим режим охлаждения образца (рис. 4, *a*). По аналогии с кристаллами PSN и PST [16] параэлектрическая фаза I, по-видимому, существует в кристаллах PBSN-6 только выше температуры Бернса $T \sim 400^\circ\text{C}$. Ниже этой температуры в полях $E < E_{\text{th}}$ кристалл находится сначала в эргодической релаксорной фазе (II), а ниже температуры Фогеля–Фулчера T_f — в неэргодической релаксорной фазе V. Температура T_f определялась из частотной зависимости ϵ [5]. Штриховая линия при T_f является границей между эргодической и неэргодической релаксорными фазами. В электрическом поле выше E_{th} при дальнейшем понижении температуры кристалл переходит в фазу III. Граница фаз II–III определялась как температура резкого уменьшения ϵ , наблюдаемого в режиме FC. На границе II–III уже произошел индуцированный фазовый переход в большей

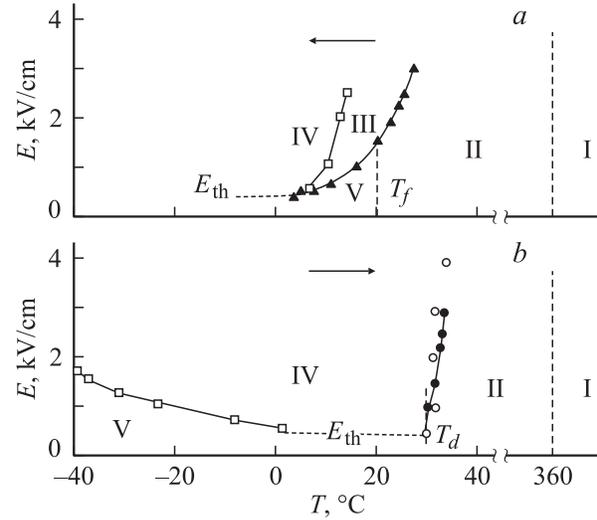


Рис. 4. Фазовые $E\text{--}T$ -диаграммы, полученные в режиме охлаждения (*a*) и нагрева (*b*) кристалла PBSN-6, построенные по данным оптических (светлые символы) и диэлектрических (темные символы) измерений. Скорость изменения температуры образца $2^\circ\text{C}/\text{min}$. I — параэлектрическая фаза, II — эргодическая релаксорная фаза, III — неоднородная макродоменная сегнетоэлектрическая фаза, IV — однородная макродоменная сегнетоэлектрическая фаза, V — неэргодическая релаксорная фаза. T_f — температура Фогеля–Фулчера, взятая из работы [5]. Штриховая линия при T_f — граница между эргодической и неэргодической релаксорными фазами.

части полярных нанодоменов. Фаза III является неоднородной макродоменной сегнетоэлектрической фазой, в которой еще не все полярные нанодомены перешли в сегнетоэлектрическое состояние. Дальнейшее понижение температуры приводит к переходу в сегнетоэлектрическую фазу оставшихся полярных нанодоменов (фаза IV). Кроме того, как следует из работы [11], СФП в части объема образца при охлаждении происходит в области температур $-5\text{--}+5^\circ\text{C}$ в зависимости от величины электрического поля; следовательно, область IV — однородная макродоменная сегнетоэлектрическая фаза. Граница III–IV — область температур, где насыщается двуупреломление.

При нагревании от низких температур (рис. 4, *b*) образец из неэргодической релаксорной фазы V в поле $E > E_{\text{th}}$ переходит в макродоменную сегнетоэлектрическую фазу IV, которая существует до температур, соответствующих границе IV–II. Заметим, что положение границы зависит от скорости нагрева образца. Чем больше скорость, тем уже температурная область существования сегнетоэлектрической фазы. Граница фаз IV–II определялась как по температуре узкого максимума интенсивности МРС, так и по температуре деполяризации T_d , соответствующей скачку ϵ .

Таким образом, из построенной фазовой диаграммы стала более понятной причина наблюдаемых различий в прохождении фазового перехода индуцирования сег-

нетоэлектрической фазы в PMN и PBSN-6. Одной из возможных причин этого может быть разная природа низкотемпературной фазы в данных кристаллах. При низких температурах PMN в отсутствие электрического поля находится в неэргодическом стеклоподобном состоянии, в то время как в PBSN-6 при таких температурах наряду с нанообластями существуют макродоменные сегнетоэлектрические области, в которых произошел СФП. Поэтому температурный интервал сосуществования релаксорного состояния и сегнетоэлектрической фазы, индуцированной электрическим полем, в PBSN-6 значительно шире, чем в PMN.

Авторы выражают благодарность О.Е. Квятковскому за помощь при обсуждении результатов работы.

Список литературы

- [1] N. Setter, L.E. Cross. *J. Appl. Phys.* **51**, 8, 4356 (1980).
- [2] В.Г. Смотраков, И.П. Раевский, М.А. Малицкая, С.М. Зайцев, Ю.М. Попов, Н.А. Стрекнева. *Изв. АН СССР. Неорг. материалы* **19**, 1, 123 (1983).
- [3] F. Chu, I.M. Reaney, N. Setter. *Ferroelectrics* **151**, 1–4, 343 (1994).
- [4] I.P. Raevskii, V.G. Smotrakov, V.V. Eremkin, E.S. Gagarina, M.A. Malitskaya. *Ferroelectrics* **247**, 1–3, 27 (2000).
- [5] И.П. Раевский, В.В. Еремкин, В.Г. Смотраков, Е.С. Гагарина, М.А. Малицкая. *ФТТ* **42**, 1, 154 (2000).
- [6] Л.С. Камзина, И.П. Раевский, В.В. Еремкин, В.Г. Смотраков. *ФТТ* **44**, 9, 1676 (2002).
- [7] Л.С. Камзина, А.Л. Корженевский. *Письма в ЖЭТФ* **50**, 3, 146 (1989).
- [8] Л.С. Камзина, А.Л. Корженевский. *ФТТ* **34**, 6, 1795 (1992).
- [9] Л.С. Камзина, А.Л. Корженевский, Н.Н. Крайник, Л.М. Сапожникова. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **54**, 4, 614 (1990).
- [10] А.Л. Корженевский. *ФТТ* **29**, 9, 2754 (1987).
- [11] I.P. Raevskii, M.A. Malitskaya, E.S. Gagarina, V.G. Smotrakov, V.V. Eremkin. *Proc. II Rostov Int. Meet. on High Temp. Superconductivity (IMHTS-2R)*. Rostov-on-Don (2000). P. 155–161.
- [12] M. Yoshida, S. Mori, N. Yamamoto, Y. Uesu, J.-M. Kiat. *Ferroelectrics* **217**, 327 (1998).
- [13] L.S. Kamzina, N.N. Krainik. *Ferroelectrics* **223**, 27 (1999).
- [14] K. Fujishiro, T. Iwase, Y. Uesu, Y. Yamada, B. Dkhil, J.-M. Kiat, S. Mori, Y. Yamamoto. *J. Phys. Soc. Jap.* **69**, 7, 2331 (2000).
- [15] E.V. Colla, E.Yu. Koroleva, N.M. Okuneva, S.B. Vakhrushev. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 9, 1681 (1995).
- [16] Л.С. Камзина, Н.Н. Крайник. *ФТТ* **45**, 1, 147 (2003).