

06

Индукцированный фазовый переход в монокристаллических твердых растворах $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-29\text{PbTiO}_3$ и $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-9\text{PbTiO}_3$: сходство и различие

© Л.С. Камзина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ASKam@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 21 июня 2021 г.

В окончательной редакции 21 июня 2021 г.

Принята к публикации 27 июня 2021 г.

Исследована кинетика индуцированного фазового перехода в монокристаллических релаксорных твердых растворах $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-29\text{PbTiO}_3$ и $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-9\text{PbTiO}_3$ при приложении электрического поля вдоль направления [001]. При температурах ниже температуры морфотропного фазового перехода изучены изменения во времени диэлектрической проницаемости и оптического пропускания в электрических полях. Показано, что уменьшение оптического пропускания со временем связано только с изменением размеров нанообластей в процессе фазового перехода. Обнаружено, что индуцированный фазовый переход протекает по-разному в этих кристаллах. В кристаллах PMN-29PT образованию сегнетоэлектрических фаз и быстрому установлению макроскопической поляризации предшествует некоторое время задержки, в то время как в кристаллах PZN-9PT индуцирование сегнетоэлектрической фазы происходит непосредственно после приложения поля без времени задержки. Полученные результаты объясняются разной структурой низкотемпературных фаз в этих соединениях.

Ключевые слова: сегнетоэлектричество, релаксоры, индуцированный фазовый переход.

DOI: 10.21883/FTT.2021.11.51591.152

1. Введение

Общей чертой всех релаксорных твердых растворов, к которым относятся исследуемые в данной работе кристаллы, является случайное расположение ионов в эквивалентных положениях кристаллической решетки. Случайно ориентированные локальные электрические и упругие поля служат причиной возникновения полярных нанообластей (PNR) с хаотически распределенными направлениями дипольных моментов. При высоких температурах на несколько сотен градусов выше температуры максимума диэлектрической проницаемости релаксоры существуют в неполярной параэлектрической кубической фазе, которая подобна по многим параметрам параэлектрической фазе нормальных сегнетоэлектриков. При охлаждении релаксоры трансформируются в эргодическое релаксорное состояние, в котором при температуре Бернса ($T_B \sim 620-650$ К) и возникают PNR (2–10 nm), которые определяют необычные свойства релаксоров. Присутствие PNR проявлялось в ряде физических явлений, таких как, например, отклонение температурных зависимостей показателя преломления и скорости звука от обычной линейной зависимости [1–3], акустической эмиссии [4] и ряда др.

Ниже температуры T_B в релаксорах существует еще несколько характерных температур: частотно-зависимая температура максимума диэлектрической проницаемости T_m и температура сегнетоэлектрического фазового

перехода (T) или температура замерзания T_f (температура Фогеля-Фулчера) в случае, когда сегнетоэлектрический фазовый переход отсутствует.

Несмотря на ряд общих черт, разные релаксоры проявляют и существенные различия, связанные с возникновением сегнетоэлектрической фазы [5,6]. Так, структура классического релаксора $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PMN) остается кубической с нанометрическими включениями полярных областей вплоть до низких температур. Сегнетоэлектрическая фаза может возникнуть в нем или в электрическом поле, или при частичной замене комплекса $(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})$ ионами Ti^{4+} . В то же время в неупорядоченном $\text{PbSc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ (PSN) существует спонтанный фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу даже в отсутствие электрического поля.

Цинкониобат свинца $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PZN) занимает промежуточное положение между этими двумя релаксорами — в нем обнаружен размытый фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу [6]. Такое разное поведение, наблюдаемое при переходе в сегнетоэлектрическую фазу в трех классах композиционно разупорядоченных перовскитов, может быть связано с разной кинетикой развития PNR.

В PMN и твердых растворах $\text{PMN}-x\text{PbTiO}_3$ ($\text{PMN}-x\text{PT}$) [7–12], а также в ряде других релаксоров [12–14] процесс индуцирования сегнетоэлектрического фазового перехода изучен достаточно подробно. При охлаждении из эргодической параэлектрической фазы

размеры PNR растут вплоть до температуры T_f , ниже которой размеры PNR остаются практически неизменными (10–30 nm в случае PMN), а изменяется только направление их дипольных моментов. Возникает неэргодическая стекольная фаза с замороженной локальной поляризацией, а сегнетоэлектрический фазовый переход в PMN возникает только в присутствии электрического поля.

Свойства кристалла в таком неравновесном состоянии должны зависеть от времени. Одним из прямых доказательств неэргодичности релаксорной (стекольной) фазы является логарифмически широкий спектр времен релаксации и наличие инкубационного периода при индуцировании сегнетоэлектрического перехода с дальним порядком в электрическом поле, что и было описано в работах [7–14].

Нельзя исключить и другой сценарий индуцирования сегнетоэлектрической фазы с дальним порядком, отличный от PMN и твердых растворов на его основе, например, в соединениях PZN, в которых наблюдался размытый фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу в отсутствие поля.

Кинетика развития PNR в PZN в процессе индуцирования сегнетоэлектрической фазы изучена недостаточно. В работах [5,6] высказано предположение, что сегнетоэлектрическая фаза в PZN, скорее всего, могла возникнуть из-за роста размеров полярных областей (PNR), а не из-за взаимодействия между PNR областями, которое как раз и приводит к появлению стеклоподобного неэргодического релаксорного состояния и возникновению времени задержки при индуцировании фазового перехода.

Совсем нет сведений об индуцировании сегнетоэлектрической фазы в релаксорных сегнетоэлектрических монокристаллических твердых растворах $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-y\text{PbTiO}_3$ (PZN- y PT) ($y = 7.9\%$), лежащих на морфотропной фазовой границе (МФГ). Эти материалы представляют не только научный, но и практический интерес. Они рассматриваются как материалы нового поколения для будущих высокопроизводительных преобразователей, датчиков, сенсоров и актюаторов. Они обладают превосходными пьезоэлектрическими и электромеханическими свойствами (например, в PZN-9PT $d_{33} \sim 2500-3000$ pC/N, $k_{33} > 92\%$). По сравнению с коммерчески более доступными материалами PMN-PT монокристаллы PZN-PT имеют ряд преимуществ: (а) легкое достижение однородного состава при выращивании кристаллов, (б) более высокие пьезоэлектрические свойства (на 25–40%), (в) большие коэрцитивные поля, (г) на 50–100% выше эластичная податливость и (е) на 10–20°C более высокая температура морфотропного фазового перехода (МФП) [15,16].

В связи с этим, представлялось интересным изучить процесс индуцирования сегнетоэлектрической фазы, а также кинетику зарождения упорядоченных сегнетоэлектрических фаз в стеклоподобном релаксорном состоянии в соединениях PZN-9PT и сравнить его с процессом

индуцирования в кристаллах PMN-29PT. Будут исследованы временные зависимости диэлектрической проницаемости и оптического пропускания в электрическом поле в этих монокристаллах.

2. Исследуемые образцы и методика эксперимента

В качестве объектов исследования были выбраны монокристаллы, лежащие в непосредственной близости от морфотропной фазовой границы (МФГ), а именно PMN-29PT и PZN-9PT. Кристаллы PZN-9PT и PMN-29PT выращивались прямо из раствора в расплаве модифицированным методом Бриджмена [17].

В литературе много противоречивых сведений о структуре соединений PZN-9PT в отсутствие электрического поля. В работе [18] авторы, исследуя неполяризованные соединения PZN-9PT, пришли к выводу, что при комнатной температуре, которая ниже температуры МФП, в них сосуществуют только ромбоэдрическая (R) и тетрагональная (T) фазы, в то время как в работе [19] обнаружено присутствие и орторомбической фазы (O). Исходя из последних рентгеновских и синхротронных исследований, проведенных в работе [20], при комнатной температуре обнаружено присутствие только орторомбической и тетрагональных фаз. Заметим, что орторомбическая фаза очень близка по энергиям к моноклинной Mc фазе и их трудно различить (фаза O является предельным случаем Mc фазы [21]). С повышением температуры наблюдается следующая последовательность фаз: ($O + T$)- T -кубическая (C).

Кристаллы PMN-29PT при комнатной температуре находятся в кубической разупорядоченной матрице, в которую внедрены PNR. Наибольшее число этих PNR имеет локальную ромбоэдрическую симметрию, их вектор спонтанной поляризации ориентирован вдоль одного из направлений $[111]$, поэтому локальная симметрия образца ромбоэдрическая [22]. Наряду с ними присутствуют отдельные PNR моноклинной, орторомбической и тетрагональной фаз [23]. С повышением температуры в неполяризованных образцах наблюдается следующая последовательность фазовых переходов: ромбоэдрическая (R)-тетрагональная (T)-кубическая фаза (C) [24]. В электрическом поле возникает промежуточная моноклинная Ma и наблюдается следующая последовательность фаз $R-Ma-T-C$.

Электрическое поле прикладывалось в направлении $[001]$. Пропускание света измерялось в направлении, перпендикулярном приложенному полю. Для оптических измерений использовался He-Ne-лазер ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$, непрерывный режим) и полупроводниковый лазер ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, импульсный режим). Диэлектрические измерения проводились на частоте 1 kHz.

Для того чтобы устранить эффекты памяти, связанные с приложением электрического поля, образцы перед

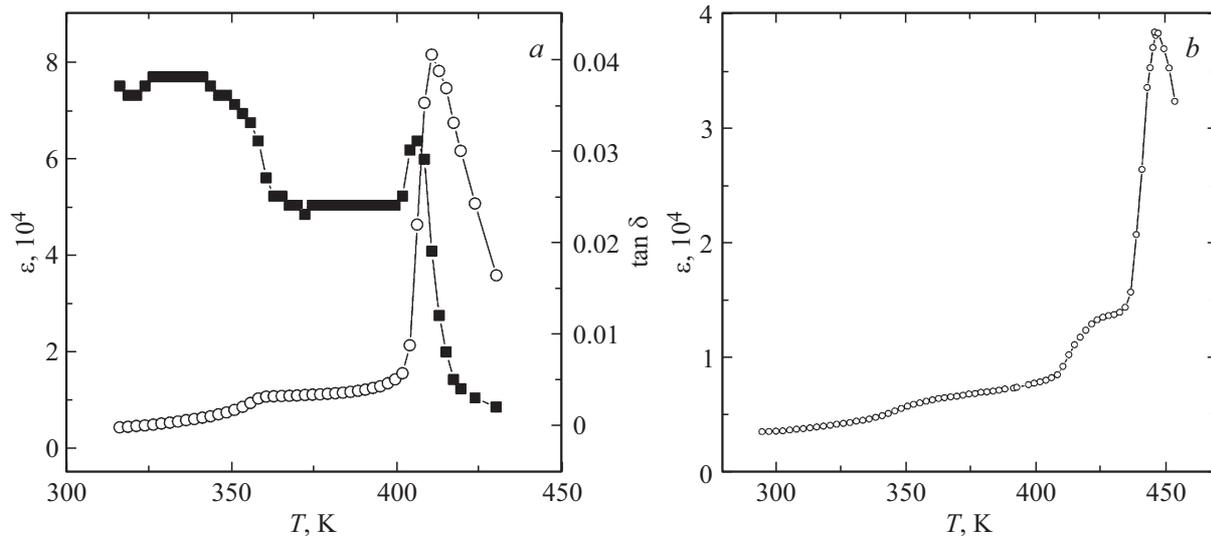


Рис. 1. Температурные зависимости ε и $\tan \delta$ для [001]-ориентированных неполяризованных кристаллов PMN-29PT (а) и PZN-9PT (б), измеренные в режиме ZFH.

каждым измерением нагревались без поля до температур, превышающих температуру T_{\max} на ~ 100 K, и выдерживались при этой температуре 30 min. При измерении временных зависимостей диэлектрической проницаемости (ε) и оптического пропускания отожженные образцы охлаждались без поля до температуры, лежащей ниже температуры МФП, при которой к ним прикладывалось постоянное электрическое поле. После приложения электрического поля начинался отсчет времени и осуществлялась регистрация изменения диэлектрической проницаемости и оптического пропускания. Измерения проводились непосредственно после отжига образцов.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, а, б представлены температурные зависимости ε и $\tan \delta$ для [001]-ориентированных неполяризованных кристаллов PMN-29PT (а) и PZN-9PT (б), измеренные в режиме ZFH. Из рисунка видно, что кроме основного максимума, наблюдаемого в обоих кристаллах и соответствующего переходу в кубическую (С) фазу, видна еще небольшая аномалия, связанная с МФП в тетрагональную фазу. Для кристалла PMN-29PT это переход из ромбоэдрической фазы ($T \sim 360\text{--}370$ K), а для PZN-9PT переход из смешанной (O + T) фазы ($T \sim 355\text{--}375$ K). В кристалле PZN-9PT (рис. 1, б), кроме этих двух аномалий еще отчетливо видна и 3 аномалия при температуре $\sim 410\text{--}440$ K. В работе [20] также наблюдалась аналогичная температурная зависимость диэлектрической проницаемости в кристалле PZN-9PT. Происхождение этой 3 аномалии до сих пор вызывает много вопросов. Нет свидетельств, что при

этой температуре происходит структурный фазовый переход, а рентгеновские и синхротронные исследования указывают только на существование последовательности фазовых переходов (O + T) \rightarrow T \rightarrow С. В работе [20] высказано предположение, что этот уникальный фазовый переход, наблюдаемый в PZN-9PT, может быть тесно связан с эволюцией многоуровневых наноразмерных сегнетоупругих доменов, наблюдаемой с повышением температуры, что приводит к 3-ей диэлектрической аномалии. Доказательства этого предположения приводятся в этой работе, в которой авторы, анализируя дифракционные картины Лауэ-грамм, пришли к выводу, что сосуществование фаз O и T постепенно переходит в фазу T. Между тем сегнетоупругие домены O- и T-фаз превращается в сегнетоэластическую область T-фазы. Именно эволюция сегнетоэлектрических и сегнетоупругих доменов приводит к аномальной диэлектрической фазе. Для более глубокого понимания зависимых от температуры фазовых эволюций нужны дополнительные подробные анализы.

На рис. 2 представлены временные зависимости диэлектрической проницаемости для кристаллов PZN-9PT (кривая 2) и PMN-29PT (кривая 1), снятые в электрическом поле при комнатной температуре. Видно, что со временем в обоих кристаллах наблюдается существенное изменение ε , свидетельствующее об индуцированном фазовом переходе. Однако, характер индуцирования разный. В кристаллах PMN-29PT индуцированный фазовый переход происходит с временной задержкой, в то время как в PZN-9PT он начинается сразу после приложения поля. Поведение ε в кристаллах PMN-29PT совпадает с подобными результатами, полученными как для твердых растворов PMN-xPT с разной величиной x, так и для ряда других релаксоров [7–14]. Свойства кристалла в таком неравновесном состоянии должны

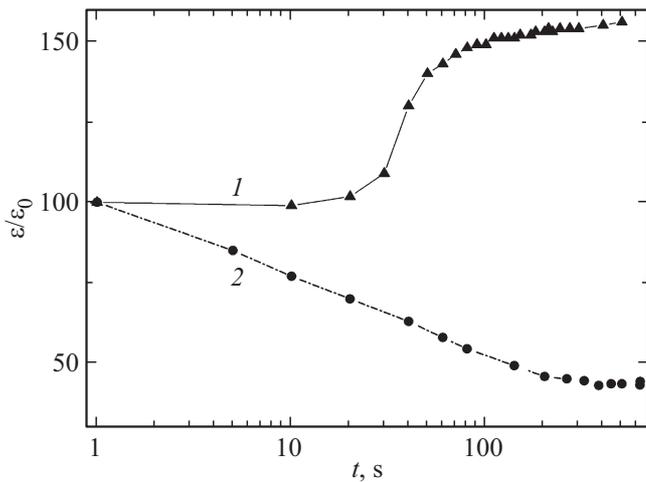


Рис. 2. Временные зависимости диэлектрической проницаемости, снятые при комнатной температуре для кристаллов PMN-29PT (кривая 1) в электрическом поле 1.23 kV/cm и PZN-9PT (кривая 2) в электрическом поле 3.3 kV/cm (ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость в нулевом поле).

зависеть от времени. Наличие инкубационного периода при индуцировании сегнетоэлектрического перехода с дальним порядком в электрическом поле является одним из прямых доказательств неэргодичности релаксорной (стекольной) фазы, существующей ниже температуры МФП, и свидетельствует о том, что размеры PNR остаются практически неизменными ниже температуры МФП и сразу после приложения поля, а изменяется только направление их дипольных моментов. Только спустя некоторое время после приложения электрического поля PNR начинают укрупняться и индуцируется сегнетоэлектрический переход в фазу с дальним порядком. Видно, что приложение поля вдоль направления [001] увеличивает со временем величину ϵ в кристалле PMN-29PT (кривая 1). Это может быть связано с тем, что при приложении поля в этом направлении происходит поворот плоскости поляризации ромбоэдрических областей от направления [111] к направлению [001] через промежуточную моноклинную фазу, величина ϵ в которой существенно больше, чем в ромбоэдрической многодоменной фазе, которая существует в отсутствие поля.

Другую картину мы наблюдаем в PZN-9PT (кривая 2). Индуцированный фазовый переход из смешанной ($O + T$) фазы в T -фазу возникает сразу после приложения поля. Наблюдаемое уменьшение ϵ связано с уменьшением числа релаксирующих элементов, а именно доменных стенок и границ между разными фазами, которые вносят вклад в диэлектрическую проницаемость. Отсутствие времени задержки, наблюдаемое в PMN-29PT (кривая 1), свидетельствует о том, что в кристаллах PZN-9PT и после температуры МФП продолжается рост размеров PNR и доменов. В PZN-9PT размеры PNR, которые образовались при высоких температурах,

больше, а концентрация их меньше, так как степень размытия фазового перехода в соединениях с PZN меньше, чем для кристаллов, содержащих PMN. Расстояние между PNR больше и некоторые из них с понижением температуры могут расти до мезоскопических размеров. Этот рост продолжается и при температурах ниже температуры МФП из-за увеличения в сегнетоэлектрических искажениях и переходе в сегнетоэлектрическую фазу областей с пониженной местной температурой Кюри. Этот процесс был обнаружен в дифракционных экспериментах [5]. Из полученных данных можно сделать вывод, что в твердых растворах PZN-9PT фаза ниже температуры МФП не является неэргодической стекольной фазой.

Зависимость пропускания (I) от длины волны света связана с изменением размеров нанобластей в процессе прохождения фазового перехода, т.е. оптическое пропускание является размерным эффектом, зависящим от длины волны падающего света, и его изменение связано только с изменением размеров неоднородностей и увеличением рассеяния. Когда размеры неоднородностей становятся больше длины волны падающего света, пропускание уменьшается. Изменения со временем оптического пропускания могут не совпадать с временными зависимостями акустических и диэлектрических свойств. Это подтверждают данные рис. 3. На рис. 3, 1–3 представлены зависимости оптического пропускания от времени, снятые на двух длинах волн (1, 2), и диэлектрической проницаемости (3) при комнатной температуре в кристаллах PMN-29PT в электрическом поле, приложенном вдоль [001]. Видно, что на обеих длинах волн пропускание уменьшается со временем. Перед началом измерений (в отсутствие поля), как видно из рис. 3,

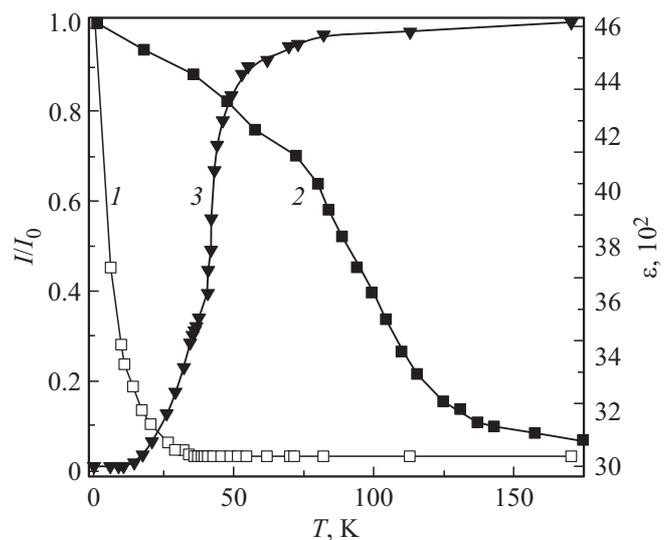


Рис. 3. Временные зависимости оптического пропускания I/I_0 (1, 2) при разных длинах волн света и диэлектрической проницаемости (3) кристалла PMN-29PT в электрическом поле $E = 1.23$ kV/cm, приложенном вдоль [001], λ , μm : 1 — 0.63, 2 — 1.3 (ϵ_0 и I_0 — величины в нулевом поле).

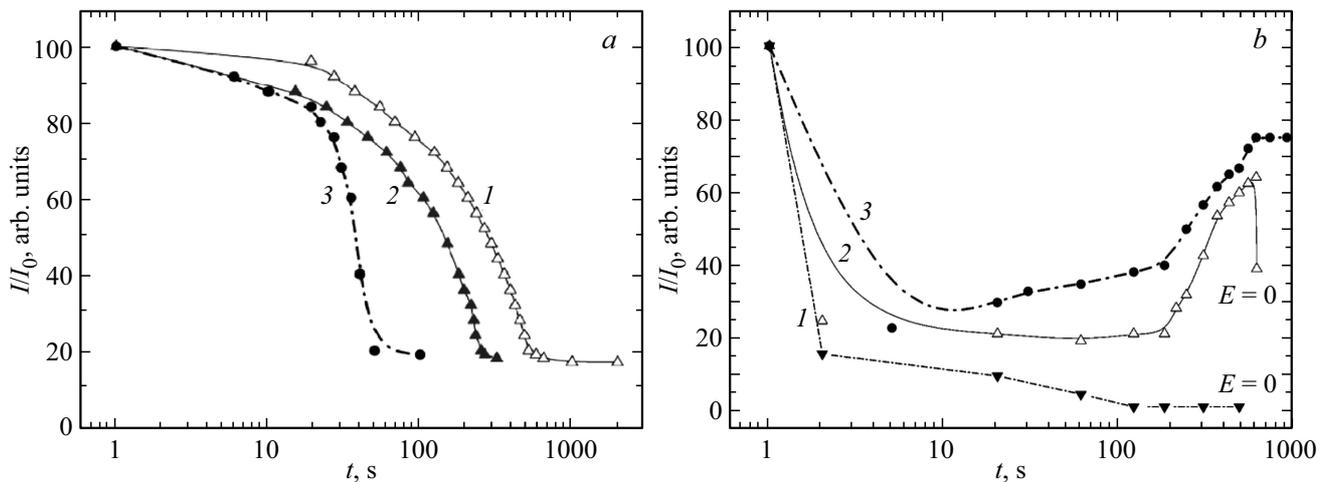


Рис. 4. Изменение со временем оптического пропускания I/I_0 (I_0 — величина в нулевом поле) при разных температурах (К) в кристаллах PMN-29PT (a) и PZN-9PT (b) в электрическом поле (kV/cm), a: $E = 0.75$; 1 — 321, 2 — 333, 3 — 350; b: $E = 3.3$; 1 — 297, 2 — 311, 3 — 320.

оптическая прозрачность максимальна на обеих длинах волн. Это значит, что размеры всех неоднородностей в отсутствие поля меньше длины волны света, как для $0.63 \mu\text{m}$, так и для $1.3 \mu\text{m}$. В присутствии электрического поля оптическое пропускание в инфракрасной области на длине волны $1.3 \mu\text{m}$ (кривая 2) уменьшается очень медленно, в отличие от его поведения в видимой области на длине $0.63 \mu\text{m}$ (кривая 1). Разное время, требуемое для прохождения фазового перехода для областей разных размеров, свидетельствует, вероятно, о том, что в процессе фазового перехода не происходит полной поляризации образца: для поляризации областей с размерами порядка $1.3 \mu\text{m}$ и более требуется больше времени и большие электрические поля. Кроме того, наблюдается несовпадение по времени максимального изменения диэлектрических свойств (кривая 3) с оптическими свойствами (кривые 1, 2). Резкое уменьшение оптического пропускания в видимой области спектра наблюдается раньше, чем аномалия диэлектрической проницаемости, в то время как в инфракрасном диапазоне оно происходит в более широком временном интервале и наблюдается даже после аномалий ϵ . Именно диэлектрические свойства кристалла, так же, как и акустические, очень чувствительны к изменению структуры образца. Следовательно, при индуцировании моноклинной фазы, используемые в работе электрические поля, приложенные в направлении [001], приводят не к полной, а только к частичной поляризации образца, и дальнейший порядок возникает только в части объема кристалла. Возникновение дальнего порядка в части объема образца при индуцировании моноклинной фазы наблюдалось нами и в ряде других кристаллов [11,12].

Ранее в работе [12] в кристалле PMN-29PT мы провели одновременные комплексные исследования акустических, диэлектрических и оптических свойств и их изменений в процессе индуцирования фазового перехода при

приложении электрического поля в направлениях [110] и [111]. Было обнаружено, что даже в небольших полях в этих направлениях индуцируются моноклинная фаза (в отличие от моноклинной при приложении поля вдоль [001] — ромбическая и ромбоэдрическая, соответственно). Подтверждением этого являлись максимальные изменения всех трех исследуемых характеристик в одном и том же временном интервале, а также совпадение временных зависимостей оптического пропускания на разных длинах волн света. Подтверждением возникновения моноклинной фазы являлось наблюдаемое увеличение оптического пропускания после фазового перехода.

Несмотря на то что оптическое пропускание не отображает истинную временную картину прохождения фазового перехода, но оно является более чувствительным методом, чем, например, диэлектрические измерения и может дать дополнительную информацию не только о начале фазового перехода в кристалле, но и о полной или частичной поляризации образца. Это подтверждают данные рис. 4. На рис. 4 представлены временные зависимости оптического пропускания в электрическом поле в кристаллах PMN-29PT (a) и PZN-9PT (b), снятые при разных температурах. Видно, что в обоих кристаллах пропускание уменьшается со временем. Для кристалла PMN-29PT достаточно совсем маленького поля (всего 0.75 kV/cm), чтобы индуцировать сегнетоэлектрический переход в моноклинную многодоменную фазу при комнатной температуре. Однако, этого поля не достаточно, чтобы возникло моноклинное состояние даже при приближении температуры измерения к температуре МФП (рис. 4, a, кривая 3). В PZN-9PT коэрцитивные поля больше, чем в PMN-29PT, и чтобы индуцировать фазовый переход в этих кристаллах требуются большие поля. Из рис. 4, b видно, что в поле 3.3 kV/cm при комнатной температуре (кривая 1) произошел фазовый переход из смешанной ($O + T$) фазы в тетрагональную

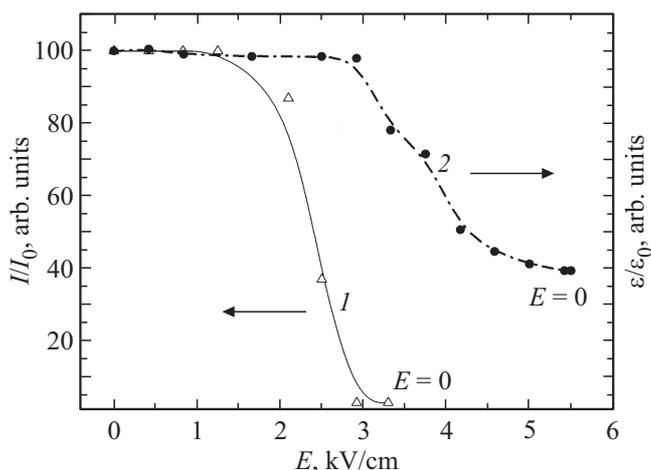


Рис. 5. Зависимости изменения интенсивности оптического пропускания (I/I_0) (кривая 1) и диэлектрической проницаемости (кривая 2) от напряженности электрического поля, снятые при комнатной температуре в кристалле PZN-9PT.

фазу. Эта фаза многодоменная. По мере приближения температуры измерения к температуре МФП по истечении небольшого промежутка времени наблюдается увеличение пропускания (кривые 2, 3). Поскольку других фаз, кроме тетрагональной, при приложении электрического поля в этих кристаллах не обнаружено [21], то наблюдаемое увеличение пропускания является доказательством постепенной монодоменизации образца. Возникшее монодоменное состояние тетрагональной фазы не является стабильным и образец частично возвращается к многодоменному состоянию после снятия поля (кривая 2).

На рис. 5 представлены зависимости изменения интенсивности оптического пропускания (I/I_0) (кривая 1) и диэлектрической проницаемости (кривая 2) от напряженности электрического поля, снятые при комнатной температуре в кристалле PZN-9PT. Из кривых видно, что обе величины уменьшаются с увеличением напряженности электрического поля. Уменьшение пропускания обусловлено ростом электрически индуцированных полярных областей или доменов. Возникновение в поле частично упорядоченной сегнетоэлектрической структуры или доменов больших размеров может приводить, соответственно, к большим доменным стенкам, которые рассеивают падающий свет. Здесь необходимо отметить, что уменьшение пропускания начинается в меньших полях, чем изменение ϵ . Эти результаты согласуются с временными зависимостями пропускания света для кристалла PMN-29PT на рис. 3 и еще раз подтверждают, что пропускание является размерным эффектом и связано с изменением размеров тех неоднородностей, размеры которых становятся больше длины волны падающего света. Возникшая в поле частично упорядоченная тетрагональная многодоменная фаза остается стабильной и после снятия электрического поля.

4. Заключение

В настоящей работе изучены изменения со временем диэлектрической проницаемости и оптического пропускания в разных электрических полях в двух классах релаксорных твердых растворов PMN-29PT и PZN-9PT, лежащих на МФГ.

Показано, что несмотря на присутствие полярных нанодоменов (PNR) в высокотемпературной фазе в обоих релаксорах, они демонстрируют не только общие черты, но и различия при индуцировании сегнетоэлектрического фазового перехода.

В обоих кристаллах при температурах ниже температуры МФП перехода в электрических полях, больших некоторого порогового поля, происходит резкое уменьшение диэлектрической проницаемости и оптического пропускания со временем, свидетельствующее об индуцированном фазовом переходе и увеличении доли сегнетоэлектрической фазы. Поляризованная фаза, возникшая в электрическом поле, является стабильной и после выключения поля в обоих кристаллах.

Обнаружено, что структура низкотемпературных фаз в этих соединениях разная, что приводит к существенным различиям при индуцировании сегнетоэлектрической фазы. Показано, что в кристаллах PMN-29PT при приложении электрического поля ниже температуры МФП образованию сегнетоэлектрических фаз и быстрому установлению макроскопической поляризации предшествует некоторое время задержки, которое является одним из признаков неэргодической стекольной фазы. Возникновение стекольной фазы является следствием того, что размеры PNR ниже температуры МФП остаются неизменными, а изменяется только направление их дипольных моментов.

Другая картина наблюдается в соединениях PZN-9PT, в которых индуцирование сегнетоэлектрической фазы происходит непосредственно после приложения поля без времени задержки, что свидетельствует о том, что ниже температуры МФП неэргодическая стекольная фаза не возникает. Это может быть связано с продолжающимся ростом PNR в фазе ниже температуры МФП без изменения направления их дипольных моментов.

При индуцировании многодоменной фазы (на примере кристалла PMN-29PT) обнаружено несоответствие по времени аномалий диэлектрических свойств с оптическими свойствами, измеренными на двух длинах волн (1.3 и 0.63 μm), на основании чего сделан вывод о том, что зависимость пропускания от длины волны света связана только с изменением размеров нанодоменов в процессе прохождения фазового перехода.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] I.W. Chen. J. Phys. Chem. Solids **61**, 197 (2000).
- [2] G. Burns, F.H. Dacol. Solid State Commun. **48**, 853 (1983).
- [3] H. Arndt, F. Schmidt. Ferroelectrics **79**, 149 (1988).
- [4] M. Roth, E. Mojaev, E. Dul'kin, P. Gemeiner, B. Dkhil. Phys. Rev. Lett. **98**, 265701 (2007).
- [5] Y.-H. Bing, A.A. Bokov, Z.-G. Ye, B. Noheda, G. Shirane. J. Phys.: Condens. Matter **17**, 2493 (2005).
- [6] Y.-H. Bing, A.A. Bokov, Z.-G. Ye. Current Appl. Phys. **11**, 14 (2011).
- [7] E.V. Colla, E.Y. Koroleva, N.M. Okuneva, S.B. Vakhrushev. Phys. Rev. Lett. **74**, 1681 (1995).
- [8] E.V. Colla, M.B. Weissman. Phys. Rev. B **72**, 104 106 (2005).
- [9] E.V. Colla, D. Vigil, J. Timmerwilke, M.B. Weissman. Phys. Rev. B **75**, 214 201 (2007).
- [10] E.V. Colla, N. Jurik, Y. Liu, M.E.X. Delgado, M.B. Weissman, D.D. Vieland, Z.-G. Ye. J. Appl. Phys. **113**, 184104 (2013).
- [11] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова. ФТТ **59**, 10, 1945 (2017).
- [12] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова. ФТТ **60**, 5, 955 (2018).
- [13] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова. ФТТ **58**, 1, 177 (2016).
- [14] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова. ФТТ **57**, 11, 2165 (2015).
- [15] S.J. Zhang, F. Li, X. Jiang, J. Kim, J. Luo, X. Geng. Prog. Mater. Sci. **68**, 1 (2015).
- [16] E.W. Sun, W.W. Cao. Prog. Mater. Sci. **65**, 124 (2014).
- [17] J. Xu, S. Fan, B. Lu, J. Tong, A. Zhang. Jpn. J. Appl. Phys. **41**, 7000 (2002).
- [18] I. Bhaumik, G. Singh, S. Ganesamoorthy, A.K. Karnal, V.S. Timari, V.K. Wadhawan. Ferroelectrics **326**, 73 (2005).
- [19] D.E. Cox, B. Noheda, G. Shirane, Y. Uesu, K. Fujishiro, Y. Yamada. Appl. Phys. Lett. **79**, 400 (2001).
- [20] T. Li, Z. Dud, N. Tamura, Mao Ye, S. Inguva, Wei Lu, X. Zeng, S. Ke. J. Eur. Ceram. Society **38**, 1488 (2018).
- [21] B. Noheda, D.E. Cox, G. Shirane, S.E. Park, L.E. Cross. Phys. Rev. Lett. **86**, 3891 (2001).
- [22] H. Cao, J. Li, D. Vieland, G. Xu. Phys. Rev. B **73**, 184110 (2006).
- [23] S.J. Zhang, L. Lebrun, S. Rhee, C.A. Randall, T.R. Shrout. Appl. Phys. Lett. **81**, 892 (2002).
- [24] M. Davis, D. Damjanovic, N. Setter. Phys. Rev. B **73**, 014115 (2006).

Редактор Д.В. Жуманов