

06,11

Диэлектрический отклик керамических твердых растворов $16\text{BiScO}_3-42\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-42\text{PbTiO}_3$ в электрическом поле

© Л.С. Камзина¹, М.В. Таланов², А.А. Буш³, А.И. Спицин³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Южный федеральный университет, Институт физики, Ростов-на-Дону, Россия

³ МИРЭА — Российский технологический университет (РТУ-МИРЭА), Москва, Россия

E-mail: askam@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 1 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 1 апреля 2019 г.

Принята к публикации 2 апреля 2019 г.

Представлены результаты исследования диэлектрических и электромеханических свойств керамических образцов сегнетоэлектрика-релаксора $16\text{BiScO}_3-42\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-42\text{PbTiO}_3$ в электрических полях ($0 < E < 20 \text{ kV/cm}$). В полях, превышающих коэрцитивное поле ($E > 10 \text{ kV/cm}$), обнаружено значительное снижение величины диэлектрической проницаемости со временем, а также исчезновение гистерезиса на зависимости продольной деформации от напряженности электрического поля, что связывается нами с индуцированным фазовым переходом в сегнетоэлектрическую фазу. Показано, что индуцированная в поле фаза (предположительно тетрагональная) является нестабильной и частично упорядоченной. Немонотонный характер временных зависимостей диэлектрической проницаемости, наблюдаемый в исследуемой керамике и отличающийся от других сегнетоэлектриков-релаксоров, объясняется сосуществованием стекольной и сегнетоэлектрической фаз.

Ключевые слова: сегнетоэлектричество, релаксоры, фазовые переходы.

DOI: 10.21883/FTT.2019.08.47974.441

1. Введение

Свинцовосодержащие твердые растворы со структурой перовскита, расположенные на морфотропной фазовой границе (МФГ), и состоящие из нормального сегнетоэлектрика PbTiO_3 (PT) и релаксора $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{1/3})\text{O}_3$ (PMN-PT), $\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{1/3})\text{O}_3$ (PZN-PT) обладают превосходными пьезоэлектрическими и электромеханическими свойствами [1–3]. В связи с этим у исследователей появилась надежда, что использование этих бинарных твердых растворов обеспечит прорыв в различных пьезоэлектрических применениях, таких как медицинские преобразователи, приводы и датчики. Однако эти твердые растворы имеют ряд недостатков, что существенно ограничивает температурный интервал их использования. К ним относятся очень низкие температуры Кюри ($T_c \sim 410-450 \text{ K}$) и температуры перехода между ромбоэдрической и тетрагональной фазами ($T_r \sim 330-360 \text{ K}$). По этой причине актуальным является поиск новых пьезоэлектрических материалов на основе твердых растворов-релаксоров и PT с сочетанием высоких температур фазовых переходов и пьезоэлектрических параметров.

Вместо твердых растворов систем PMN-PT и PZN-PT было предложено несколько составов на основе релаксор + PT, таких как $\text{Pb}(\text{Yb,Nb})\text{O}_3-\text{PbTiO}_3$, $\text{Pb}(\text{In,Nb})\text{O}_3-\text{PbTiO}_3$ и $\text{BiScO}_3-\text{PbTiO}_3$ с T_c выше 520 K.

Были выращены монокристаллы и изучены их свойства [4–6]. Широкое применение этих кристаллов было ограничено трудностью их выращивания из-за нестабильности перовскитовой фазы.

Другой альтернативный подход повышения температуры Кюри и увеличения стабильности перовскитовой фазы заключался в получении новых твердых растворов в тройных системах, таких как $\text{Pb}(\text{Mg,Nb})\text{O}_3-\text{PbTiO}_3-\text{PbZrO}_3$ и $\text{Pb}(\text{In,Nb})\text{O}_3-\text{PMN}-\text{PbTiO}_3$ [7,8]. В работе [9] были синтезированы релаксорные сегнетоэлектрические тройные керамические твердые растворы $(1-2x) \text{BiScO}_3-x\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-x\text{PbTiO}_3$ (BS-PMN-PT) и впервые исследованы их пьезоэлектрические и диэлектрические свойства. Было найдено, что эта керамика имеет достаточно высокую температуру $T_c \sim 640 \text{ K}$ и большой пьезоэлектрический коэффициент ($d_{33} \sim 385 \text{ pC/N}$). Эти свойства делают составы (BS-PMN-PT) перспективными кандидатами для применения в электромеханических устройствах следующего поколения, работающих при повышенной температуре.

Тем не менее, доступная информация о диэлектрических и пьезоэлектрических свойствах керамики BS-PMN-PT очень ограничена [10–12], хотя твердые растворы на основе PMN являются ключевыми материалами для различных применений. Кроме того, комбинация кристаллических фаз с такой различной

симметрией (PMN имеет в макроскопическом масштабе кубическую симметрию, PT — тетрагональную с высокой кристаллической анизотропией, BS — моноклинную) позволяет нам ожидать богатого разнообразия свойств в этой тройной системе. При изучении составов $(1 - 2x)BS-xPMN-xPT$ с разной величиной x в работах [10–12] было обнаружено, что МФГ между ромбоэдрической и тетрагональной фазами лежит вблизи $x \sim 0.38-0.42$. Было найдено, что симметрия твердых растворов изменяется с ростом x от ромбоэдрической ($x < 0.38$) до тетрагональной ($x > 0.42$) через промежуточную моноклинную фазу ($x = 0.42$). В этом же диапазоне концентраций наблюдается переход между нормальным ($x > 0.42$) и релаксорным ($x < 0.42$) поведением, и появление температурного гистерезиса (при $x > 0.42$) на зависимостях относительной диэлектрической проницаемости [12]. С точки зрения практических применений керамики с $x = 0.42$ представляют повышенный интерес благодаря своим высоким значениям пьезоэлектрических параметров ($d_{33} = 509$ pC/N, $|d_{31}| = 178$ pC/N, $d_h = 153$ pC/N), что делает их привлекательной основой для создания гидроакустической техники и актюаторов.

Хорошо известно, что локальные полярные пространственно ориентированные наноразмерные области ромбоэдрической симметрии (полярные нанообласти PNR), определяющие необычные свойства релаксоров, (в частности PMN), возникают при температуре Бернса ($T_B \sim 620-650$ K). В случае канонического релаксора PMN ниже температуры Фогеля–Фулчера (T_f) происходит „заморозка“ динамики полярных нанообластей и переход из эргодического в неэргодическое релаксорное (стекольное) состояние. Ниже T_f размеры PNR остаются неизменными (10–30 nm). В таком замороженном релаксорном состоянии PNR приобретают слабую кинетику, но не образуют дальнего порядка. Свойства кристалла в таком неравновесном состоянии должны зависеть от времени. Одним из прямых доказательств неэргодичности стекольной фазы является логарифмически широкий спектр времен релаксации [13] и наличие инкубационного периода при индуцировании сегнетоэлектрического перехода с дальним порядком в электрическом поле, что и наблюдалось в PMN и некоторых других релаксорах.

Однако, в ряде других известных релаксоров (например, PZN, PMN–0.25PT, $PbSc_{1/2}Nb_{1/2}O_3$ и др.) при охлаждении в отсутствие электрического поля наблюдается размытый или острый переход в сегнетоэлектрическое состояние [14], а не в неэргодическое релаксорное, как в PMN. С одной стороны, керамические твердые растворы 16BS–42PMN–42PT, как следует из нашей работы [12], относятся к типичным релаксорным сегнетоэлектрикам, так как зависимость температуры максимума (T_m) диэлектрической проницаемости от частоты измерительного электрического поля описывается законом Фогеля–Фулчера с $T_f \sim 396$ K. С другой стороны, кристаллическая структура неполяризованных образцов

при комнатной температуре характеризуется сосуществованием кубической и моноклинной (Cm) фаз, а поляризованных — кубической и тетрагональной ($P4mm$) фаз [15].

В связи с вышесказанным, представляется актуальным изучение поведения диэлектрических и электромеханических откликов (а именно, диэлектрической проницаемости и деформации) в электрических полях в твердых растворах 16BS–42PMN–42PT с целью выяснения природы фазового состояния и установления кинетики развития PNR при индуцировании сегнетоэлектрической фазы.

2. Исследуемые образцы и методика эксперимента

Методика приготовления керамических образцов 16BS–42PMN–42PT подробно описана в работе [10]. Зависимости относительной диэлектрической проницаемости (ϵ) от времени исследовались в электрических полях 0–20 kV/cm при комнатной температуре с помощью измерителя иммитанса E7-15. Перед каждым измерением образцы отжигались в течение 15 min при температуре, превышающей на 50 K температуру максимума диэлектрической проницаемости, чтобы устранить в образцах эффекты памяти, связанные с приложением электрического поля. После отжига образцы охлаждались без поля до комнатной температуры, при которой к ним прикладывалось постоянное электрическое поле разной напряженности. После приложения электрического поля осуществлялась регистрация изменения диэлектрической проницаемости со временем. Измерения проводились непосредственно после отжига образцов.

Измерения зависимостей относительной продольной деформации (S) от величины напряженности постоянного электрического поля (E) осуществлялось на стенде, включающем прецизионную микрометрическую стойку для закрепления пьезоэлемента, измерительный датчик, стабилизированный источник электрического напряжения, гальваномангнитный дилатометр с цифровой индикацией показаний. Измерения проводились на неполяризованных образцах в униполярном режиме в интервале $E = 0 - + 20$ kV/cm. Время измерения зависимости $S-E - 20$ s.

Диэлектрические измерения проводились при температурах 300–600 K в диапазоне частот 1–500 kHz и амплитуде измерительного поля 1 V. Для измерений использовались автоматический LCR метр, E7-20 и E4980A.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, а, приведены температурные зависимости ϵ и $\tan \delta$ изучаемых твердых растворов, полученные при охлаждении на различных частотах (f) измерительного

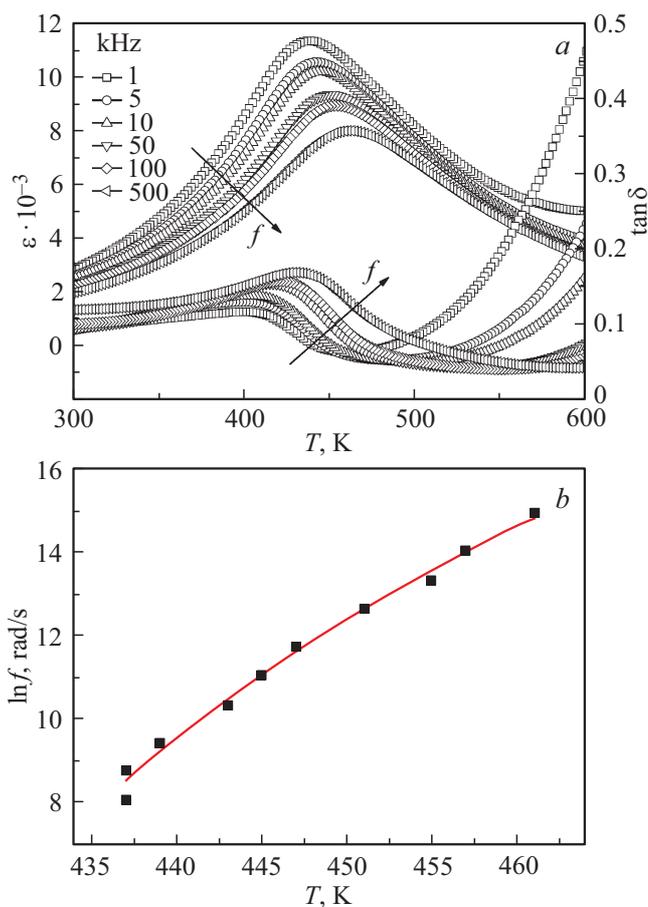


Рис. 1. *a* — температурные зависимости диэлектрической проницаемости при разных частотах измерительного поля, *b* — зависимость температуры максимума ϵ от частоты.

электрического поля. При увеличении f наблюдается значительный (более 20 К) сдвиг температуры максимума $\epsilon(T_m)$ в сторону высоких температур, сама кривая $\epsilon(T)$ становится более сглаженной, а значения ϵ при $T = T_m$ понижаются. Аналогичным образом, но при уменьшении f , ведет себя и зависимость $\tan \delta$. Наблюдаемые особенности диэлектрического отклика характерны для сегнетоэлектриков–релаксоров. Отметим, что зависимости T_m от f исследуемых твердых растворов хорошо описываются законом Фогеля–Фулчера (рис. 1, *b*):

$$f = f_0 \exp[-E_a/k(T_m - T_{VF})],$$

где f_0 — частота попыток преодоления потенциального барьера ($\sim 10^{13}$); E_a — энергия активации (0.033 eV); k — постоянная Больцмана; T_{VF} — температура Фогеля–Фулчера (396 К), которая, в случае канонического релаксатора PMN, связывается с „замораживанием“ электрических диполей и переходом из эргодического в неэргодическое релаксаторное состояние [16]. По величине E_a исследуемые твердые растворы занимают промежуточное положение между PMN ($E_a \approx 0.071$ eV [16]) и релаксаторами со спонтанным пере-

ходом в сегнетоэлектрическое состояние $\text{PbSc}_{1/2}\text{Ta}_{1/2}\text{O}_3$ ($E_a \approx 0.023$ eV [1]) и $\text{PbSc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ ($E_a \approx 0.014$ eV [1]).

На рис. 2 (кривые 1–4) представлены временные зависимости изменений диэлектрической проницаемости (ϵ/ϵ_0) в разных электрических полях (6–16 kV/cm) при комнатной температуре, где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость до приложения поля, ϵ — диэлектрическая проницаемость в разные моменты времени. Поле прикладывалось к образцу в течении 800 с, после чего выключалось. Видно, что в полях, значительно меньших коэрцитивного поля (кривая 1) ($E_c \sim 9$ kV/cm [12]), практически никаких изменений величины ϵ/ϵ_0 не обнаружено. В полях, близких к коэрцитивному полю, сразу после включения поля наблюдается сначала незначительное увеличение величины ϵ/ϵ_0 , в затем ее уменьшение (кривая 2). В сильных полях изменения величины ϵ/ϵ_0 более значительны (кривые 3, 4). Положение наблюдаемого максимума зависит от величины поля, прикладываемого к образцу: чем больше поле, тем при меньших временах наблюдается максимум. После резкого уменьшения величины ϵ/ϵ_0 наблюдается ее более медленная релаксация (кривые 3, 4). Подобная долговременная релаксация диэлектрического отклика наблюдалась в релаксоре PMN [17]. Авторы связывали присутствие такой релаксации с неполным упорядочением возникающей в поле сегнетоэлектрической фазы.

Как видно из рисунка, временные зависимости ϵ/ϵ_0 имеют ряд особенностей.

Первой особенностью является то, что изменение величины ϵ/ϵ_0 происходит сразу же после включения поля. Это существенно отличается от подобных зависимостей, наблюдаемых нами в кристаллах PMN-*x*PT [18,19], PFN-*x*PT [20], PIN-PMN-*x*PT [19,21,22]. Авторами работ [18–22] было показано, что в этих соединениях при приложении в стекольной фазе электрического поля, превосходящего пороговое поле, индуцировался

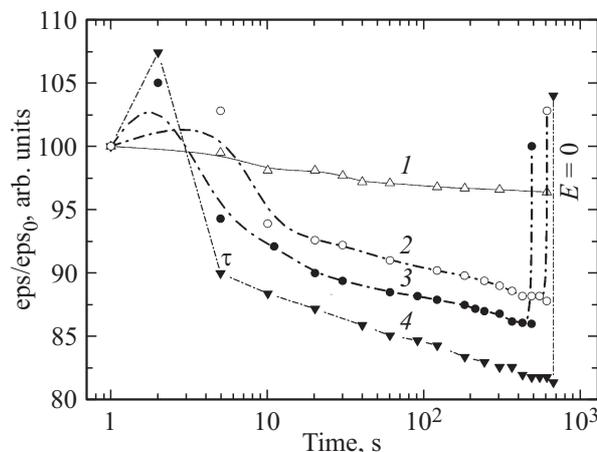


Рис. 2. Относительные изменения диэлектрической проницаемости ϵ/ϵ_0 (ϵ_0 — величина в нулевом поле) со временем в керамике $16\text{BS}\text{--}42\text{PMN}\text{--}42\text{PT}$ в разных электрических полях, E , kV/cm: 1 — 6.5, 2 — 10, 3 — 14, 4 — 16. По истечении 800 с электрическое поле выключалось.

фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу, причем этот переход происходил в два этапа. На первом этапе (инкубационный период) начинается преобразование стеклоподобной фазы: возникает поляризация и происходит ее логарифмический рост, связанный с образованием новых областей моноклинной фазы с ближним порядком. Второй этап происходил спустя некоторое время задержки и был связан с укрупнением и слиянием полярных областей, что приводило к индуцированию сегнетоэлектрического фазового перехода и образованию дальнего порядка. Именно наличие времени задержки и такой логарифмической зависимости служило подтверждением присутствия неэргодической стекольной фазы. Чем больше доля стекольной фазы, тем больше время задержки.

В нашем случае (рис. 2) мы не наблюдали в пределах погрешности измерений наличия инкубационного периода при индуцировании сегнетофазы. Это может быть связано с тем, что при комнатной температуре в деполяризованном состоянии без поля уже существует моноклинная (Cm) фаза (40%) наряду с кубической фазой (60%) [15]. Электрическое поле приводит только к укрупнению моноклинных доменов и частичной монодоменизации образца.

Нельзя исключить и другой сценарий индуцирования сегнетоэлектрической фазы в нашей релаксорной керамике, отличный от сценария, описанного в работах [18–22], в которых фазовый переход из стеклоподобного неэргодического состояния в сегнетоэлектрическую фазу происходил с временной задержкой. Несмотря на то, что присутствие полярных нанодоменов (PNR) в высокотемпературной фазе является общей чертой всех релаксорных соединений, однако разные релаксоры могут демонстрировать различное поведение при прохождении сегнетоэлектрического фазового перехода, что связано с разной кинетикой развития PNR. Разные сценарии кинетики развития полярных областей подробно описаны в работе [14]. Так, например, в PMN не обнаружен макроскопический сегнетоэлектрический фазовый переход в отсутствие поля. Размеры PNR при охлаждении из эргодической релаксорной фазы практически не менялись, изменялось только направление их дипольных моментов, и ниже T_f возникала неэргодическая стекольная фаза. В PZN наблюдался размытый фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу в отсутствие поля, при этом происходил сравнительно резкий рост размеров PNR без изменения направления их дипольных моментов.

В нашем случае сегнетоэлектрическая фаза может возникнуть, скорее всего, из-за роста размеров полярных областей (PNR), а не из-за взаимодействия между PNR областями. Последнее обстоятельство как раз и приводит к появлению стеклоподобного неэргодического релаксорного состояния и возникновению времени задержки при индуцировании фазового перехода. Для окончательного вывода о причинах возникновения наблюдаемых зависимостей требуются дополнительные эксперименты.

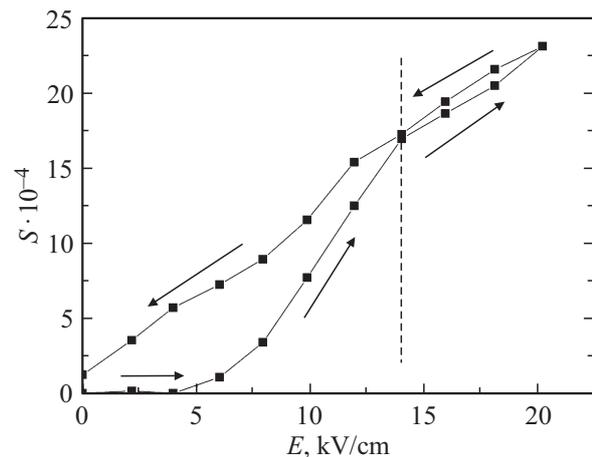


Рис. 3. Зависимость продольной деформации S изучаемой керамики от электрического поля.

Второй особенностью наблюдаемых зависимостей на рис. 2 является возрастание величины $\varepsilon/\varepsilon_0$ и появление максимума сразу после включения поля в случае, если поле превышает коэрцитивное. Образование этого максимума и наблюдаемое возрастание $\varepsilon/\varepsilon_0$ может быть связано с активизацией процессов переключения моноклинных доменов, наблюдаемых при $E \geq E_c$, а также с повышением мобильности доменных стенок в ходе процесса поляризации образца. В ходе поляризации возможно образование макроскопических моноклинных доменов. В сильных полях после максимума наблюдается резкое уменьшение величины $\varepsilon/\varepsilon_0$, что свидетельствует о переходе в сегнетоэлектрическую фазу (предположительно тетрагональную) с макроскопической доменной структурой. Индуцированная сегнетоэлектрическая фаза не является полностью упорядоченной, что подтверждается наблюдаемой на кривых 3, 4 при $t > \tau$ логарифмической релаксацией диэлектрической проницаемости в течение длительного времени. Индуцированная в поле фаза является нестабильной, о чем свидетельствует возвращение величины $\varepsilon/\varepsilon_0$ к первоначальному значению после снятия электрического поля (кривые 1–4).

Приведенные на рис. 2 результаты хорошо согласуются с данными рис. 3, на котором представлена зависимость продольной деформации S изучаемой керамики от электрического поля, полученная в униполярном режиме. Видно, что при $E \leq 5$ кВ/см продольная деформация практически не реагирует на увеличение E , что хорошо согласуется с результатами, представленными на рис. 2 (кривая 1). При увеличении E ($E \geq 5$ кВ/см) наблюдается резкий рост S . Такое поведение кривой $S-E$ может быть объяснено вкладом от доменных переключений, которые активизируются вблизи коэрцитивных электрических полей ($E_c \approx 9$ кВ/см [12]). При $E = 14$ кВ/см происходит исчезновение гистерезиса между прямым и обратным ходом зависимости $S-E$ и ее ярко выраженный перегиб. Резкий рост деформации в полях больших 5 кВ/см может быть связан с частичной монодомениза-

цией образца (в пределах зерна) за счет переключения моноклинных доменов, а исчезновение гистерезиса — с дальнейшим переходом из моноклинной в тетрагональную фазу, индуцированную сильным электрическим полем.

Аналогичный вид $S-E$ -зависимостей наблюдался и ранее в твердых растворах релаксоров (PMN и PZN) и титаната свинца [3,23–26], а также при исследовании многокомпонентной керамики PMN–PZN–PNN–PT вблизи МФП [27,28]. В пользу существования индуцированного электрическим полем перехода в тетрагональную фазу свидетельствуют и результаты рентгено-дифракционного исследования поляризованного образца изучаемого твердого раствора [15]. Отметим, что остаточная деформация образца (при $E = 0$) менее 0.02%.

4. Выводы

Таким образом, в данной работе исследованы диэлектрические и электромеханические свойства керамических образцов сегнетоэлектрика-релаксора $16\text{BS}-42\text{PMN}-42\text{PT}$ в электрических полях ($0 < E < 20 \text{ kV/cm}$), а также временные зависимости диэлектрической проницаемости.

На временных зависимостях диэлектрической проницаемости сразу после включения поля, превышающего коэрцитивное поле, появляется максимум, связанный с активизацией процессов переключения моноклинных доменов, повышением мобильности доменных стенок и, возможно, образованием макроскопических моноклинных доменов.

После активизации процессов переключения обнаружено резкое уменьшение величины $\varepsilon/\varepsilon_0$, свидетельствующее об индуцированном переходе в сегнетоэлектрическую фазу (предположительно тетрагональную) с макроскопической доменной структурой.

Индуцированная в поле фаза является нестабильной и частично упорядоченной, о чем свидетельствуют возвращение величины $\varepsilon/\varepsilon_0$ к первоначальному значению после снятия электрического поля и логарифмическая релаксация диэлектрической проницаемости в течение длительного времени.

Высказано предположение, что необычное для релаксоров временное поведение диэлектрической проницаемости связано с сосуществованием стекольной и сегнетоэлектрической фаз в деполяризованном образце.

Конфликт интересов

У авторов статьи нет конфликта интересов

Список литературы

- [1] S. Zhang, F. Li. *J. Appl. Phys.* **111**, 031301 (2012).
- [2] S.-E. Park, T.R. Shrout. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* **44** (5), 1140 (1997).
- [3] S.-E. Park, T.R. Shrout. *J. Appl. Phys.* **82**, 4, 1804 (1997).

- [4] S.J. Zhang, P.W. Rehrig, C.A. Randall, T.R. Shrout. *J. Crystal Growth.* **234**, 415 (2002).
- [5] N. Yasuda, H. Ohwa, M. Kume, K. Hayashi, Y. Hosono, Y. Yamashita. *J. Crystal Growth.* **229**, 229 (2001).
- [6] S.J. Zhang, L. Lebrun, S.R. Rhee, R.E. Eitel, C.A. Randall, T.R. Shrout. *J. Crystal Growth.* **236**, 210 (2002).
- [7] S.J. Zhang, S.M. Lee, D.H. Kim, H.Y. Lee, T.R. Shrout. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 232911 (2007).
- [8] S.J. Zhang, J. Luo, W. Hackenberger, T.R. Shrout. *J. Appl. Phys.* **104**, 064106 (2008).
- [9] C.J. Stringer, T.R. Shrout, C.A. Randall. *J. Appl. Phys.* **101**, 054107 (2007).
- [10] А.А. Буш, К.Е. Каменцев, М.А. Бехтин, А.Г. Сегалла. *ФТТ* **59**, 36 (2017).
- [11] A.A. Bush, K.E. Kamentsev, A.M. Lavrent'ev, A.G. Segalla, Yu.K. Fetisov. *Inorg Mater.* **47**, 779 (2011).
- [12] M.V. Talanov, A.A. Bush, K.E. Kamentsev, V.P. Sirotinkin, A.G. Segalla. *J. Am. Ceram. Soc.* **101**, 2, 683 (2018).
- [13] S.L. Ginzburg. *Irreversible Phenomena of Spin Glasses.* Nauka, M. (1989).
- [14] Y.-H. Bing, A.A. Bokov, Z.-G. Ye. *Current Appl. Phys.* **11**, s14 (2011).
- [15] А.А. Буш, В.Г. Сиротинкин, А.Г. Сегалло, А.И. Спицин. *Кристаллография* **63**, 93 (2018).
- [16] F. Chu, I.M. Reaney, N. Setter. *Ferroelectrics* **151**, 343 (1994).
- [17] E.V. Colla, E.Y. Koroleva, N.M. Okuneva, S.B. Vakhrushev. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1681 (1995).
- [18] Л.С. Камзина. *ФТТ* **58**, 2372 (2016).
- [19] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова. *ФТТ* **60**, 955 (2018).
- [20] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова, Н. Luo. *ФТТ* **61**, 703 (2019).
- [21] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова. *ФТТ* **59**, 290 (2017).
- [22] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова, G. Li. *ФТТ* **61**, 104 (2019).
- [23] D.-S. Paik, S.-E. Park, S. Wada, S.-F. Liu, T.R. Shrout. *J. Appl. Phys.* **85**, 2, 1080 (1999).
- [24] B. Noheda, Z. Zhong, D.E. Cox, G. Shirane, S.-E. Park, P. Rehrig. *Phys. Rev. B* **65**, 224101 (2002).
- [25] W. Ren, S.-F. Liu, B.K. Mukherjee. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3174 (2002).
- [26] M. Davis, D. Damjanovic, N. Setter. *Phys. Rev. B* **73**, 014115 (2006).
- [27] М.В. Таланов, О.А. Бунина, М.А. Бунин, И.Н. Захарченко, Л.А. Резниченко. *ФТТ* **55**, 288 (2013).
- [28] M.V. Talanov, L.A. Shilkina, L.A. Reznichenko. *Sensor Actuat. A* **217**, 62 (2014).

Редактор Т.Н. Василевская