



Оригинальные статьи

Научная статья

УДК 538.911

Научная специальность ВАК – 1.3.8. Физика конденсированного состояния

<https://doi.org/10.17308/kcmf.2025.27/13015>

Диэлектрические и пьезоэлектрические свойства керамического материала на основе модифицированного цирконата-титаната свинца

Л. Н. Коротков, Н. А. Толстых, И. И. Попов✉, А. И. Бочаров, М. А. Каширин

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»,
ул. 20-летия Октября, 84, Воронеж 394006, Российская Федерация

Аннотация

Цель статьи: Синтезирован новый высокоэнтропийный сегнетоэлектрический материал $0.9\text{Pb}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3-0.05\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-0.05\text{Pb}(\text{Mn}_{1/3}\text{Sb}_{2/3})\text{O}_3$, который при комнатной температуре имеет тетрагональную перовскитоподобную кристаллическую решетку и характеризуется высокой электромеханической добротностью.

Экспериментальная часть: В интервале температур 20 – 500 °С на частотах 0.5 – 500 кГц изучены его диэлектрические свойства. Выявлено заметное снижение температуры сегнетоэлектрического фазового перехода (T_m) и его размытие по сравнению с базовым составом $\text{Pb}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$.

Выводы: Анализ совокупности экспериментальных данных говорит в пользу того, что исследованный материал является «промежуточным звеном» между обычными и релаксорными сегнетоэлектриками.

Ключевые слова: высокоэнтропийные сегнетоэлектрики, электромеханическая добротность, диэлектрическая проницаемость, размытый фазовый переход, диэлектрическая релаксация

Источник финансирования: исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 24-22-20054.

Для цитирования: Коротков Л. Н., Толстых Н. А., Попов И. И., Бочаров А. И., Каширин М. А. Диэлектрические и пьезоэлектрические свойства керамического материала на основе модифицированного цирконата-титаната свинца. *Конденсированные среды и межфазные границы*. 2025;27(3): 391–397. <https://doi.org/10.17308/kcmf.2025.27/13015>

For citation: Korotkov L. N., Tolstykh N. A., Popov I. I., Bocharov A. I., Kashirin M. A. Dielectric and piezoelectric properties of ceramic material based on modified lead zirconate titanate. *Condensed Matter and Interphases*. 2025;27(3): 391–397. <https://doi.org/10.17308/kcmf.2025.27/13015>

✉ Попов Иван Иванович, e-mail: porovich_vano@mail.ru

© Коротков Л. Н., Толстых Н. А., Попов И. И., Бочаров А. И., Каширин М. А., 2025



1. Введение

Для создания ряда электронных приборов (пьезоэлектрических резонаторов, фильтров) требуются материалы с высокой электромеханической добротностью. Их производят на основе сегнетоэлектрических керамик с однородной мелкозернистой структурой, обладающих незначительной диссипацией упругой и электрической энергии в широком диапазоне частот. Несмотря на то, что в настоящее время существует достаточно широкий спектр высокодобротных пьезоэлектрических материалов, исследования, направленные на улучшение их технических характеристик, продолжаются.

В последние годы заметно возрос интерес исследователей к так называемым высокоэнтропийным материалам и, в частности, к высокоэнтропийным сегнетоэлектрикам [1]. Эти материалы отличаются тем, что в их кристаллической решетке определенное положение могут случайным образом занимать различные ионы, отличающиеся ионным радиусом и зарядовым состоянием. Например, в исследуемом в данной работе твердом растворе со структурой перовскита $0.9\text{Pb}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3 - 0.05\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - 0.05\text{Pb}(\text{Mn}_{1/3}\text{Sb}_{2/3})\text{O}_3$ подрешетку “А” случайным образом занимают катионы Pb^{2+} и Sr^{2+} , а подрешетку “В” – катионы Zr^{4+} , Ti^{4+} , Zn^{2+} , Nb^{5+} , Mn^{2+} , Sb^{5+} . Высокая конфигурационная энтропия может приводить к следующим эффектам [1]: стабилизировать новые материалы, вызывать значительные искажения решетки, предотвращать укрупнение зерен и т. д. Благодаря своим уникальным физическим свойствам высокоэнтропийные сегнетоэлектрические материалы широко используются в устройствах накопления энергии [2, 3], электронных запоминающих устройствах [1] и пьезоэлектрических преобразователях [4–7].

Было показано [7], что введение нескольких катионов с разной валентностью и ионными радиусами может понизить локальную кристаллографическую симметрию и, таким образом, увеличить разориентацию вектора поляризации относительно осей кристалла. Высокоэнтропийная кристаллическая структура может демонстрировать так называемую гибкую поляризацию, когда нарушаются ограничения кристаллографической симметрии, и становится возможным некоторое вращение поляризации относительно «разрешенных» направлений под действием электрического поля. Несмотря на то, что в настоящее время существует достаточно широкий

спектр высокоэнтропийных пьезоэлектрических керамик [4–7], включая керамики, отличающиеся высокой электромеханической добротностью, подробного анализа диэлектрических свойств в окрестностях сегнетоэлектрического фазового перехода не проводилось.

В связи с этим целью данной работы стали синтез и исследование диэлектрического отклика нового высокоэнтропийного сегнетоэлектрического керамического материала в окрестностях сегнетоэлектрического фазового перехода и изучение его пьезоэлектрических свойств.

2. Экспериментальная часть

В качестве прототипов синтезированного в данной работе материала были выбраны высокоэнтропийные сегнетоэлектрические керамики: PMZN–PZT [4], PZTM [5] и PZT–PMS–PZN [6], обладающие высокой электромеханической добротностью. Синтезированное соединение имеет общую формулу $0.9\text{Pb}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3 - 0.05\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - 0.05\text{Pb}(\text{Mn}_{1/3}\text{Sb}_{2/3})\text{O}_3 + 0.1 \text{ мол. \% CeO}_2$ (PSZT–PZN–PMS). Как видно из общей формулы, основным компонентом изучаемой керамики является твердый раствор цирконата – титаната свинца, состав которого соответствует морфотропной фазовой границе. Для предотвращения роста зерен добавлялся диоксид церия, локализуемый преимущественно на границах зерен [8].

Исследуемые образцы были получены по стандартной двухстадийной керамической технологии. Для синтеза в качестве исходных компонентов использовались порошки PbO , ZrO_2 , TiO_2 , MnO_2 , MgO , Nb_2O_5 , ZnO , Sb_2O_3 , SrCO_3 , взятые в заданном стехиометрическом соотношении. Синтез материала проводили при температуре 850 °С. Порошок синтезированного материала растирали в ступке в растворе поливинилового спирта до полного высыхания спиртового раствора. Спекание образцов проводилось в атмосфере воздуха при температуре 1100 °С.

Рентгенофазовый анализ (рис. 1), проведенный с использованием рентгеновского дифрактометра Bruker D2 Phaser, излучение $\text{CuK}\alpha$, показал, что полученные образцы имеют слегка искаженную тетрагональную решетку перовскита $P4mm$ с параметрами $a \approx 4.068 \text{ \AA}$ и $c \approx 4.086 \text{ \AA}$. Наряду с тетрагональной фазой в незначительном объеме присутствует еще одна фаза, структуру которой определить не удалось.

Образцы, приготовленные для изучения диэлектрических и пьезоэлектрических свойств,

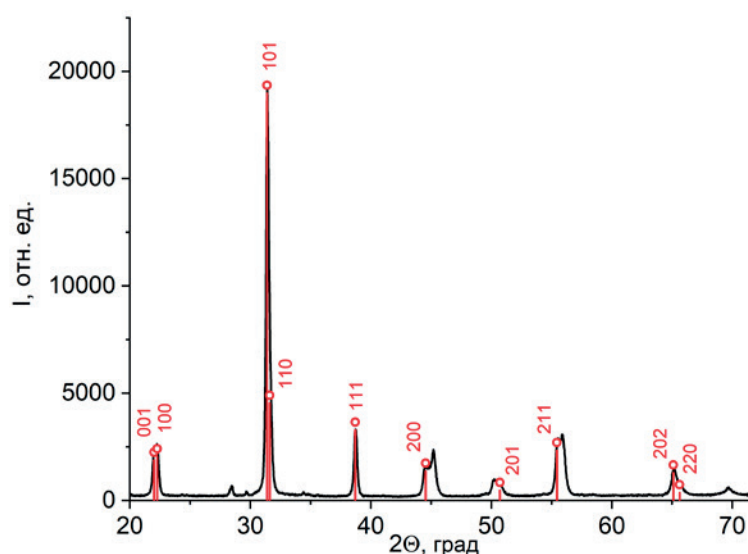


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма исследуемого материала

имели форму диска диаметром 11 мм и толщиной 1 мм. На плоские поверхности образцов наносилась серебряная токопроводящая паста с последующей сушкой и обжигом при температуре 770 °С. Диэлектрические измерения проводились с помощью измерителя иммитанса Е7-20 на частотах 500 Гц – 500 кГц в диапазоне температур 20–500 °С в ходе медленного нагрева (охлаждения) образца со скоростью около 2 °С/мин. Контроль температуры осуществляли с помощью алюмель-хромелевой термопары с погрешностью, не превышающей ± 0.5 °С.

Образцы, приготовленные для измерения пьезоэлектрического отклика, предварительно были поляризованы при температуре 120 °С в постоянном электрическом поле 3 кВ/мм в течение 30 минут. Пьезоэлектрический модуль d_{31} , коэффициент электромеханической связи K_p и механическую добротность Q_m измеряли при комнатной температуре методом «резонанса – антирезонанса», изложенным в [9].

Микроструктуру образцов исследовали с помощью сканирующего электронного микроскопа Tescan MIRA 3. Морфология скола образца представлена на рис. 2. Видно, что материал имеет однородную микроструктуру с размерами зерен около 2 мкм.

3. Результаты и обсуждение

Исследования пьезоэлектрических свойств материала показали, что при $T \approx 23$ °С он обладает относительно высокой механической добротностью $Q_m \approx 1095$. Коэффициент электро-механической связи $K_p \approx 0.29$ и пьезоэлектриче-

ский модуль $d_{31} \approx 55$ пКл/Н имеют сравнительно невысокие значения, что характерно для сегнетожесткой керамики, обладающей повышенной электромеханической добротностью [9].

Обсудим диэлектрические свойства синтезированного материала, которые в значительной степени обуславливают его пьезоэлектрическую активность. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости (ϵ'), полученные

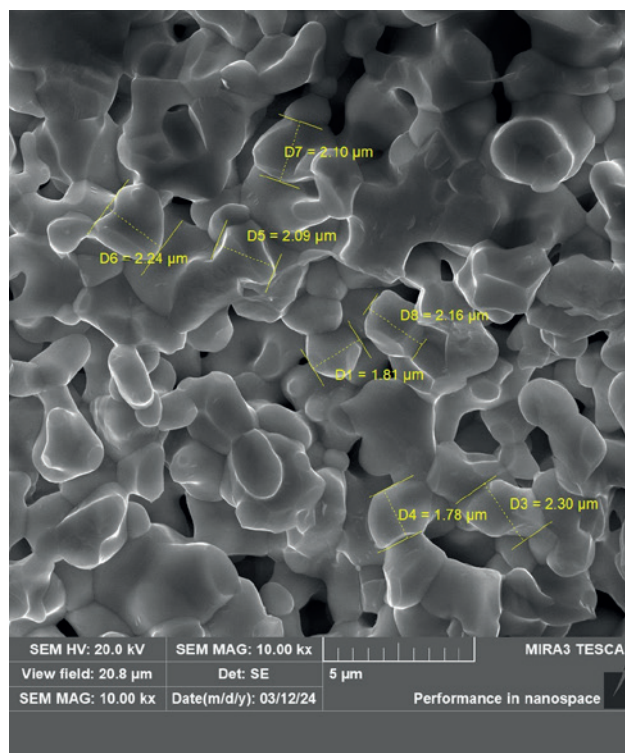


Рис. 2. РЭМ-изображение спеченной керамики

при нагреве неполяризованного образца, проходят через почти симметричный максимум в окрестности температуры $T_{mh} \approx 260$ °С (рис. 3). Эта температура заметно ниже, чем в базовом составе $Pb_{0.95}Sr_{0.05}(Zr_{0.52}Ti_{0.48})O_3$, где она составляет около 320 °С [9].

На кривой охлаждения максимум ϵ' наблюдается при температуре $T_{mc} \approx 257$ °С (вставка справа на рис. 3). Наличие температурного гистерезиса диэлектрической проницаемости в исследуемом материале свидетельствует о том, что он претерпевает фазовый переход первого рода.

Заметим, однако, что обнаруженный температурный гистерезис ϵ' отличается от характерного гистерезиса диэлектрической проницаемости, наблюдаемого для канонических сегнетоэлектриков, таких, например, как $BaTiO_3$, $KNbO_3$ и других, в которых гистерезисные явления локализованы в области фазового перехода и в полярной фазе [9, 10]. При этом $\epsilon'(T_{mh}) < \epsilon'(T_{mc})$. В рассматриваемом случае гистерезис ϵ' распространяется более чем на 50 °С в параэлектрическую фазу. При этом $\epsilon'(T_{mh}) > \epsilon'(T_{mc})$.

Дальнейший анализ экспериментальных данных показал, что в окрестности фазового перехода зависимости $\epsilon'(T)$ подчиняются закону Кюри–Вейсса [10]:

$$\epsilon'(T) = \epsilon_{\infty} + \frac{C_1}{T - \theta_1}, \text{ при } T > T_m \quad (1a)$$

и

$$\epsilon'(T) = \epsilon_{\infty} + \frac{C_2}{\theta_2 - T}, \text{ при } T < T_m. \quad (1b)$$

Здесь ϵ_{∞} – не зависящая от температуры составляющая диэлектрической проницаемости, C_i – константа Кюри–Вейсса, θ_i – температура Кюри–Вейсса.

Линейные зависимости $1/\epsilon'(T)$, представленные на рис. 4а, подтверждают применимость соотношений (1а) и (1б) для описания температурных зависимостей диэлектрической проницаемости как в сегнетоэлектрической, так и в параэлектрической фазах. Наилучшая аппроксимация экспериментальных результатов законом Кюри–Вейсса была достигнута при следующих

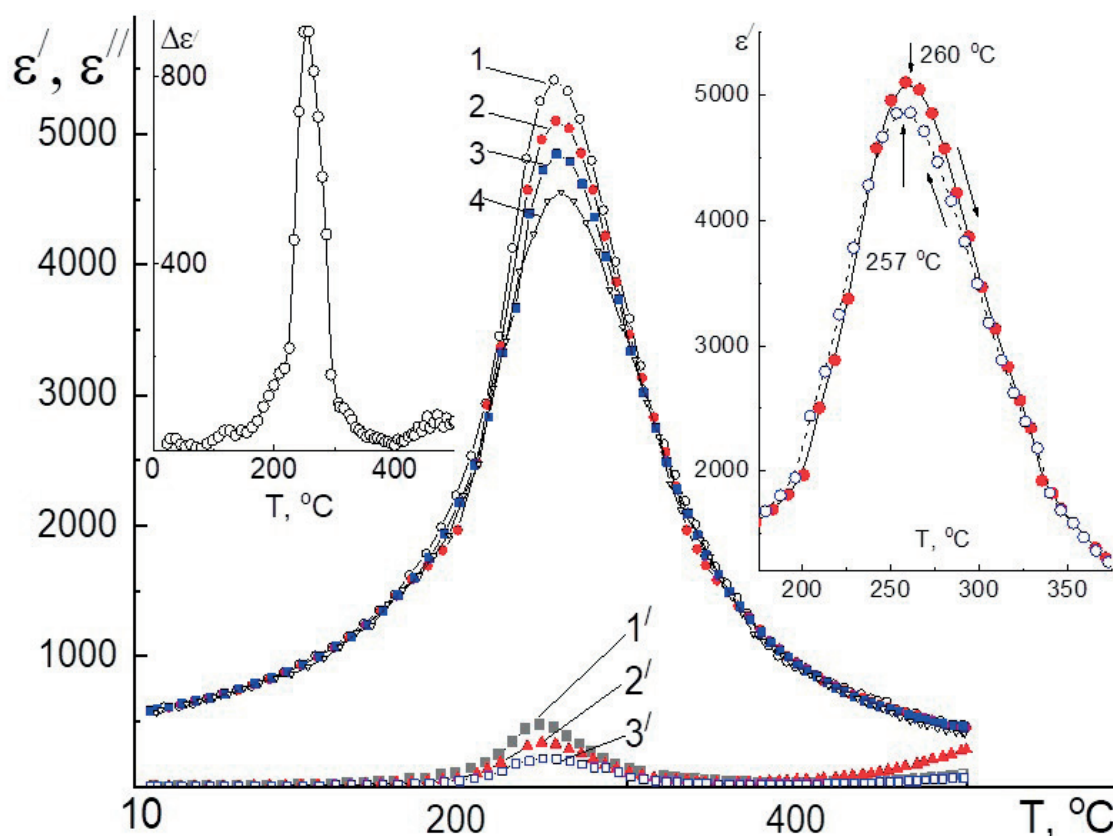


Рис. 3. Температурные зависимости действительной (1–4) и мнимой (1'–3') компонент диэлектрической проницаемости, полученные на частотах 0.5 (1 и 1'), 2 (2 и 2'), 10 (3 и 3') и 500 (4) кГц в ходе нагрева образца. На вставке слева показана зависимость $\Delta\epsilon'(T)$. На вставке справа показаны зависимости $\epsilon'(T)$, полученные при нагреве и охлаждении образца на частоте 2 кГц

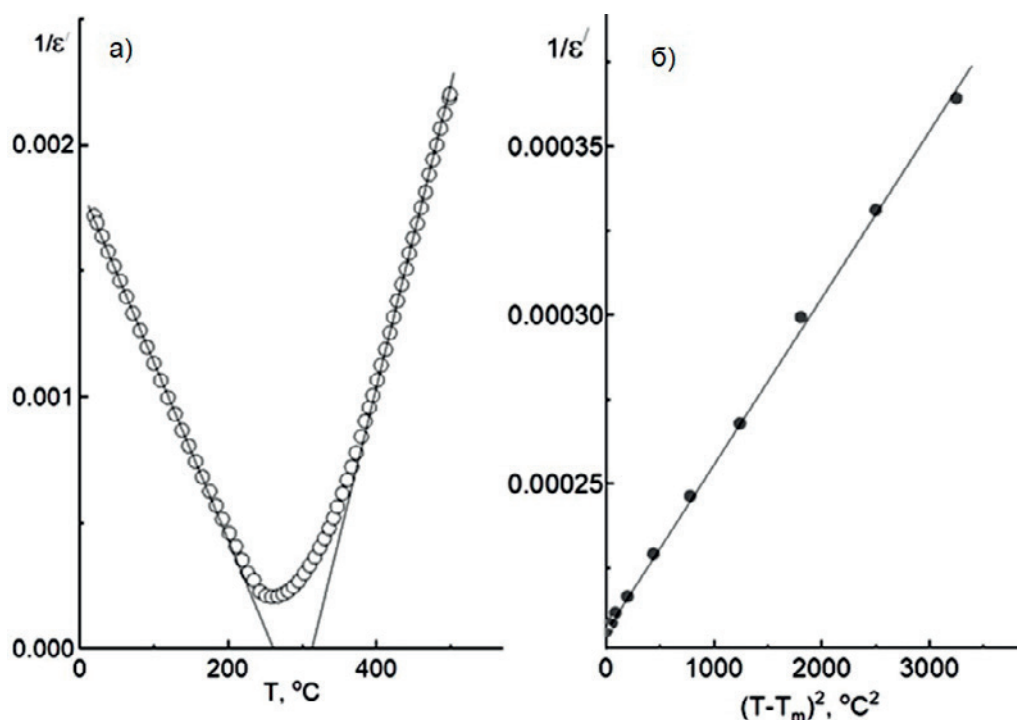


Рис. 4. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости, построенные в координатах $1/\epsilon'(T)$ (а) и в координатах $1/\epsilon'(T-T_m)^2$ (б)

значениях параметров: $C_1 \approx 86555$ К, $\theta_1 \approx 310$ °С, $C_2 \approx 146263$ К, $\theta_2 \approx 260$ °С. Значения констант C_1 и C_2 имеют порядок величины $\sim 10^5$ К, что характерно для сегнетоэлектрического фазового перехода типа смещения.

Отметим, что в исследуемом материале температура $\theta_1 \approx 310$ °С выше $T_{mh} \approx 260$ °С, а отношение констант $C_1/C_2 \approx 0.59$, что противоречит предсказаниям феноменологической теории сегнетоэлектрических фазовых переходов первого рода [10], согласно которой $C_1/C_2 \approx 4$, а $\theta_1 < T_m$. Вероятно, это связано с высокой степенью размытия фазового перехода. Действительно, сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом характеризуются колоколообразным максимумом диэлектрической проницаемости [10] и выполнением неравенства $\theta_1 \geq T_m$. Интересно отметить, что в рассматриваемом случае θ_1 незначительно отличается от температуры Кюри базового состава $\text{Pb}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$.

Изучение причин размытия фазового перехода является одним из основных направлений в исследованиях неупорядоченных сегнетоэлектриков. В настоящее время известен ряд моделей, объясняющих это явление [10–14]. Наиболее очевидной является модель, предложенная В. А. Исуповым и Г. А. Смоленским, в которой размытие сегнетоэлектрического фазового перехода связывают с флуктуациями состава [10].

В следствие микроскопической неоднородности материала фазовое превращение в разных микрообластях кристалла происходит при разных температурах, что сопровождается уширением максимума ϵ' . Согласно флуктуационной модели температурная зависимость диэлектрической проницаемости вблизи T_m определяется выражением [10]:

$$\frac{1}{\epsilon'} = \frac{1}{\epsilon'_m} + \frac{(T_m - T)^2}{2\epsilon'_m \sigma^2}, \quad (2)$$

где ϵ'_m – значение диэлектрической проницаемости при температуре T_m , σ – параметр размытия перехода, имеющий смысл среднеквадратичного отклонения локальной температуры Кюри. Согласно выражению (2) зависимость $1/\epsilon'(T - T_m)^2$ должна быть линейной, что действительно наблюдается в интервале температур $T_m \leq T \leq T_d$ (рис. 4б). Здесь T_d – температура Бернса, при которой зависимость $\epsilon'(T)$ начинает отклоняться от закона Кюри-Вейсса при охлаждении из параэлектрической фазы. Оценка зависимости $\epsilon'(T)$, сделанная с помощью выражения (2), дала значения $\sigma \approx 64$ °С и $T_d \approx 400$ °С.

Характерной особенностью сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом является сильная дисперсия диэлектрической проницаемости в окрестности T_m и зависимость тем-

пературы T_m от частоты измерительного поля. Исследования диэлектрического отклика на разных частотах выявили сильную дисперсию ε' (рис. 3), глубина которой определялась как $\Delta\varepsilon' \approx \varepsilon'(500 \text{ Гц}) - \varepsilon'(500 \text{ кГц})$. Было обнаружено, что максимум $\Delta\varepsilon'$ наблюдается в области размытого сегнетоэлектрического фазового перехода при температуре приблизительно на 7°C ниже T_m . Ширина зависимости $\Delta\varepsilon'(T)$ на полувысоте составляет около 55°C , что близко по величине к параметру размытия $\sigma \approx 64^\circ\text{C}$. Это позволяет предположить, что экспериментально наблюдаемая дисперсия ε' может быть обусловлена динамикой полярных микрообластей в духе подходов, предложенных для релаксорных сегнетоэлектриков [10, 11, 13, 14].

Выше T_m значение $\Delta\varepsilon'$ быстро уменьшается по мере приближения к температуре Бернса $T_d \approx 400^\circ\text{C}$, где достигает минимума. При $T > T_d$ наблюдается рост $\Delta\varepsilon'$, связанный, по-видимому, с увеличением электропроводности. Малая глубина дисперсии диэлектрической проницаемости при температурах значительно ниже T_m , свидетельствует о низкой подвижности границ сегнетоэлектрических доменов.

Температурная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon''$ несколько ниже T_m , проходит через максимум (рис. 3), который смещается в сторону высоких температур с ростом частоты измерения, как и в случае релаксорных сегнетоэлектриков. Однако, в отличие от последних, максимум ε'' заметно уменьшается с ростом частоты измерительного поля f .

Температурная зависимость характерного времени диэлектрической релаксации вблизи T_m , определяемая по частотному сдвигу максимума ε'' , была аппроксимирована как законом Аррениуса, так и эмпирическим соотношением Фогеля–Фулчера–Таммана [15], однако в обоих случаях полученные значения параметров (предэкспоненциальный множитель и энергия активации) выходят за рамки физически обоснованных значений.

Таким образом, наблюдаемая диэлектрическая релаксация требует дальнейшего изучения. Однако можно предположить, что экспериментально наблюдаемая дисперсия диэлектрического отклика вблизи T_m обусловлена несколькими механизмами диэлектрической релаксации, аналогично случаю, рассмотренному в [16].

4. Выводы

Синтезирована сегнетожесткая высокоэнтропийная керамика $0.9\text{Pb}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3 - 0.05\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - 0.05\text{Pb}(\text{Mn}_{1/3}\text{Sb}_{2/3})\text{O}_3 + 0.1 \text{ мол. \% CeO}_2$, обладающая сравнительно высокой электромеханической добротностью $Q_m \approx 1095$. Установлено, что введение комплексных добавок $\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ и $\text{Pb}(\text{Mn}_{1/3}\text{Sb}_{2/3})\text{O}_3$ в твердый раствор на основе базового состава $\text{Pb}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ приводит к заметному снижению температуры сегнетоэлектрического фазового перехода (T_m) и его размытию. При циклическом изменении температуры в окрестностях T_m наблюдается аномально широкий температурный гистерезис диэлектрической проницаемости, распространяющийся как в сегнетоэлектрическую, так и в параэлектрическую фазы.

Вблизи T_m зависимости $\varepsilon'(T)$ удовлетворительно описываются так называемым квадратичным законом Кюри–Вейсса с параметром размытия фазового перехода $\sigma \approx 64^\circ\text{C}$. Анализ дисперсии диэлектрического отклика показал, что глубина дисперсии $\Delta\varepsilon'$ достигает наибольших значений вблизи максимума диэлектрической проницаемости в интервале температур порядка σ . Характер дисперсии ε' и ε'' вблизи T_m качественно отличается от того, что наблюдается для релаксорных сегнетоэлектриков и, по-видимому, обусловлен действием нескольких механизмов.

По совокупности полученных результатов можно утверждать, что исследуемый материал является «промежуточным звеном» между обычными и релаксорными сегнетоэлектриками. Его состав можно рассматривать как базовый для разработки пьезокерамик с повышенной электромеханической добротностью.

Заявленный вклад авторов

Все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет известных финансовых конфликтов интересов или личных отношений, которые могли бы повлиять на работу, представленную в этой статье.

Список литературы

1. Yang B., Liu Y., Lan S., ... Lin Y. H. High-entropy design for dielectric materials: status, challenges, and beyond. *Journal of Applied Physics*. 2023;133(11): 110904. <https://doi.org/10.1063/5.0138877>

2. Palneedi H., Peddigari M., Hwang G. T., Jeong D. Y., Ryu J. High-performance dielectric ceramic films for energy storage capacitors: progress and outlook. *Advanced Functional Materials*. 2018;28(42): 1803665. <https://doi.org/10.1002/adfm.201803665>
3. Zhou S., Pu Y., Zhang X., ... Wang D. High energy density, temperature stable lead-free ceramics by introducing high entropy perovskite oxide. *Chemical Engineering Journal*. 2022;427(1): 131684. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2021.131684>
4. Hou Y. D., Zhu M. K., Tian C. S., Yan H. Structure and electrical properties of PMZN–PZT quaternary. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2004;116(3): 455–460. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2004.05.012>
5. He L. X., Li, C. E. Effects of addition of MnO on piezoelectric properties of lead zirconate titanate. *Journal of Materials Science*. 2000;35(1): 2477–2480. <https://doi.org/10.1023/A:1004717702149>
6. Li H., Yang Z., Wei L., Chang Y. Effect of ZnO addition on the sintering and electrical properties of (Mn,W)-doped PZT–PMS–PZN ceramics. *Materials Research Bulletin*. 2009;44(3): 638–643. <https://doi.org/10.1016/j.materresbull.2008.06.024>
7. Liu Y., Yang J., Deng S., ... Chen J. Flexible polarization configuration in high-entropy piezoelectrics with high performance. *Acta Materialia*. 2022;236(1): 118115. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2022.118115>
8. Tu L. L., Jin Y. Y., Han M. Z. Piezoelectric ceramic transformer. *Ferroelectrics*. 1980;28(1): 403–406. <https://doi.org/10.1080/00150198008227120>
9. Яффе Б., Кук У., Яффе Г. *Пьезоэлектрическая керамика*. Перевод с англ. М. М. Богачихина [и др.]; Под ред. д-ра физ.-мат. наук Л. А. Шувалова. М.: Мир, 1974. 288 с.
10. Смоленский Г. А., Боков В. А., Исупов В. А., Крайник Н. Н., Пасынков Р. Е., Шур М. С. *Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики*. Л.: Наука, 1971. 476 с.
11. Bokov A. A. Recent advanced in diffuse ferroelectric phase transitions. *Ferroelectrics*. 1992;131(1): 49–55. <https://doi.org/10.1080/00150199208223391>
12. Cross L. E. Relaxor ferroelectrics: an overview. *Ferroelectrics*. 1994;151(1): 305–320. <https://doi.org/10.1080/00150199408244755>
13. Glinchuk M. D., Farhi R. A random field theory-based model for ferroelectric relaxors. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 1996;8(37): 6985–6996. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/8/37/019>
14. Pirc R., Blinc R. Spherical random-bond–random-field model of relaxor ferroelectrics. *Physical Review B*. 1999;60(19): 13470–13478. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.13470>
15. Feltz A. *Amorphe und glasartige anorganische festkörper*. Berlin: Akademie – Verlag; 1983. 480 p. <https://doi.org/10.1515/9783112611463> (In German)
16. Коротков Л. Н., Рогова С. П., Павлова Н. Г. Диэлектрические свойства твердых растворов $(1-x)[0.7\text{PbZrO}_3 \cdot 0.3\text{K}_{0.5}\text{Bi}_{0.5}\text{TiO}_3] - x\text{SrTiO}_3$ в окрестностях фазовых переходов. *Журнал технической физики*. 1999;69(3): 35–38. Режим доступа: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/35999>

Информация об авторах

Коротков Леонид Николаевич, д. ф.-м. н., профессор кафедры твердотельной электроники, Воронежский государственный технический университет (Воронеж, Российская Федерация).

<https://orcid.org/0000-0002-5350-5841>
l_korotkov@mail.ru

Толстых Никита Александрович, к. ф.-м. н., заведующий научно-образовательной лабораторией «Функциональные материалы», Воронежский государственный технический университет (Воронеж, Российская Федерация).

<https://orcid.org/0000-0001-5994-9331>
mad_nik@bk.ru

Попов Иван Иванович, к. ф.-м. н., старший преподаватель кафедры твердотельной электроники, Воронежский государственный технический университет (Воронеж, Российская Федерация).

<https://orcid.org/0000-0002-1183-0662>
porovich_vano@mail.ru

Бочаров Алексей Игоревич, ведущий инженер БНОЦ «Физика и техника термоэлектрических явлений», Воронежский государственный технический университет (Воронеж, Российская Федерация).

<https://orcid.org/0000-0003-4812-9586>
lekha.bocharoff@yandex.ru

Каширин Максим Александрович, инженер научно-образовательной лаборатории «Функциональные материалы», Воронежский государственный технический университет (Воронеж, Российская Федерация).

<https://orcid.org/0000-0003-0150-0317>
mnitro@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.09.2024; одобрена после рецензирования 07.10.2024; принята к публикации 15.10.2024; опубликована онлайн 25.09.2025.