05,07

Микроструктура, диэлектрические и сегнетоэлектрические характеристики керамики мультиферроика $0.1BiFeO_3-0.9PbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$ при температурах 10–850 K

© А.В. Павленко[1,2], К.М. Жидель[1]

[1] Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, Россия
[2] Федеральный исследовательский центр Южный научный центр Российской академии наук, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: karinagidele@gmail.com

Поступила в Редакцию 25 декабря 2024 г.
В окончательной редакции 27 марта 2025 г.
Принята к публикации 28 марта 2025 г.

Проведены исследования микроструктуры, диэлектрических, сегнетоэлектрических и пьезоэлектрических характеристик керамики мультиферроика $0.1BiFeO_3-0.9PbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$. Показано, что керамика является беспримесной и имеет однородную зеренную структуру. При анализе зависимостей $\varepsilon'(T, f)$ и $\varepsilon''(T, f)$ образца при $T = (10-850)$ K установлено, что $0.1BiFeO_3-0.9PbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$ является сегнетоэлектриком-релаксором, при магнитном фазовом переходе проявляется магнитодиэлектрический эффект, а при $T > 450$ K — значительный вклад в диэлектрический отклик начинает вносить поляризация Максвелла–Вагнера и соответствующая ей диэлектрическая релаксация. Выявлено, что при комнатной температуре керамика $0.1BiFeO_3-0.9PbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$, в отличие от $BiFeO_3$ и $PbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$, характеризуется высокими значениями действительной части комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon' \approx 9000$, диэлектрической управляемостью $K \approx 40\%$ и пьезоэлектрическим коэффициентом $d_{33} \approx 340$ pm/V.

Ключевые слова: твердые растворы, диэлектрическая управляемость, сегнетоэлектрик-релаксор, поляризация Максвелла–Вагнера.

DOI: 10.61011/FTT.2025.04.60551.352

1. Введение

Нелинейные диэлектрические материалы, сочетающие при определенных условиях (температура, давление и др.) сегнетоэлектрические (СЭ) и магнитные свойства, в последние два десятилетия привлекают к себе внимание как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения [1]. Это связано не только с потенциальными возможностями их использования в функциональной электронике и сенсорике благодаря связи между сегнетоэлектрической и магнитной подсистемами, но и реализации в них новых эффектов [2]. Существуют разные подходы в создании таких материалов (синтез моносоединений, создание композитов и т. д.), но одним из наиболее удобных и простых с точки зрения технологии является получение твердых растворов (ТР) на основе электрически- и магнитоактивных соединений, таких как ферониобат свинца ($PbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$, PFN) и феррит висмута ($BiFeO_3$, BFO) [3].

PFN — это представитель семейства мультиферроиков со структурой типа перовскита, общая химическая формула которых выглядит как $A(B'_{0.5}B''_{0.5})O_3$. При температуре Кюри T_C, которая составляет ~ 370 K [3, 4], происходит фазовый переход из параэлектрической (ПЭ) в СЭ-фазу. В PFN СЭ- и антиферромагнитное (АФМ) упорядочения сосуществуют только ниже температуры Нееля T_N, в интервале от 120 до 150 K [4]; однако, несмотря на это, магнитодиэлектрический эффект (МДЭ) в нем проявляется и при $T > 300$ K [5,6]. BFO также представляет собой мультиферроик, характеризующийся $T_C \approx 1103$ K и $T_N \approx 643$ K. К тому же, BFO свойственен антиферромагнетизм G-типа с несоразмерным циклоидальным магнитным упорядочением в направлении [110] [3,7]. Тем не менее, высокие значения токов утечки и большая сложность получения беспримесных образцов накладывают ограничения на исследования и использование BFO. Первая фазовая диаграмма (ФД) для системы ТР $(1-x)$BFO$-x$PFN [8] была разработана в 1965 г. В нашей работе [9] мы уточнили эту диаграмму для комнатной температуры, определив концентрационные интервалы, в которых существуют однофазные и морфотропные области, а также области сосуществования различных фазовых состояний. В ряде исследований было отмечено, что именно в ТР наблюдаются более перспективные характеристики, в частности, согласно данным [10], в ТР с $x = 0.3$ и 0.4 происходит усиление магнитоэлектрического эффекта, при этом величина магнитоэлектрического коэффициента α_{ME} достигала 2.5 mV/(cm·Oe) [11]. Как показал анализ литературных источников, наибольшее внимание в системе ТР $(1-x)$BFO$-x$PFN уделяется составам вблизи BFO, однако, с нашей точки зрения, составы

в окрестности PFN могут представлять не меньший интерес.

В настоящей работе представлены результаты исследований структуры, диэлектрических и сегнетоэлектрических характеристик керамики состава 0.1BFO–0.9PFN, расположенного в малоизученной области ФД $(1-x)BiFeO_3-xPbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$ — ТР в окрестности морфотропной области сосуществования псевдокубической и ромбоэдрической структур.

2. Объекты. Методы получения и исследования образцов

Объектом исследования стал ТР стехиометрического состава $0.1BiFeO_3-0.9PbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$. Регламенты синтеза материала представлены в работе [9], соответствие элементного состава ТР заданной стехиометрии было подтверждено методом рентгенофлуоресцентного анализа [12]. Для проведения диэлектрических и сегнетоэлектрических измерений на предварительно отполированную поверхность керамического диска диаметром 10 mm и толщиной 1 mm наносилась серебросодержащая паста. Исследование зеренного строения образцов осуществлялось на сканирующем электронном микроскопе Hitachi TM-1000. Петли диэлектрического и механического гистерезиса в диапазоне температур 293.15–363.15 K на частоте $f = 10$ Hz (форма сигнала — треугольная) при величинах внешнего электрического напряжения $U = 0 \pm 2$ kV получали с помощью измерительного комплекса на основе анализатора сегнетоэлектриков DX-FE2000, термокамеры и лазерного виброметра. Расчет величин остаточной и максимальной поляризаций (P_r и $P_{\max}$) и коэрцитивного поля (E_c) исследуемых образцов проводился с использованием программного обеспечения анализатора. Для реализации процесса измерений образец помещался в специализированную ячейку камеры, заполненную диэлектрическим маслом. Непосредственно перед измерением производилась калибровка системы в автоматическом режиме.

Измерения относительной комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$ (ε' и ε'' — действительная и мнимая части ε^* соответственно) в диапазоне частот $f = 200-2 \cdot 10^6$ Hz выполняли с использованием двух автоматизированных измерительных комплексов. При $T = (10-300)$ K измерения проводились с использованием стенда на основе прецизионного анализатора импеданса WK 6500B, а при $T = (300-850)$ K — стенда на базе LCR-метра Agilent E4980A и терморегулятора Варта ТП703.

Диэлектрическую управляемость K рассчитывали на основе экспериментальных данных, полученных с помощью анализатора сегнетоэлектриков DX-FE2000 при ступенчатом изменении внешнего напряжения $U = 0 \pm 1$ kV (шаг — 50 V, длительность импульса — 10 s) на частоте $f = 10^3$ Hz и при комнатной температуре, по формуле

$$K,\ \% = (\varepsilon'(0) - \varepsilon'(U))/\varepsilon'(0) \cdot 100, \qquad (1)$$

где $\varepsilon'(0)$ и $\varepsilon'(U)$ — действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости при $U = 0$ и при $U \neq 0$ соответственно.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

По данным рентгенодифракционного анализа установлено образование беспримесных керамик 0.1BFO–0.9PFN, которые при комнатной температуре имели ромбоэдрическую структуру и относительную плотность $\sim 90\%$ [9]. Результаты электронно-микроскопического исследования, полученные при изучении приготовленного механического скола и поверхности спеченного керамического блока, представлены на рис. 1 и свидетельствуют в пользу отсутствия в экспериментальном образце таких примесных фаз, как Fe_2O_3, Bi_2O_3 и $Bi_2Fe_4O_9$, которые ранее были обнаружены в BFO и PFN. Микроструктура керамики 0.1BFO–0.9PFN является достаточно плотной, однородной и формируется из имеющих форму неправильных многоугольников кристаллитов со скругленными границами и размером от 2 до 14 μm. Разрушение при механическом скалывании прошло главным образом по самим зернам (рис. 1, *c–d*), что говорит о большей

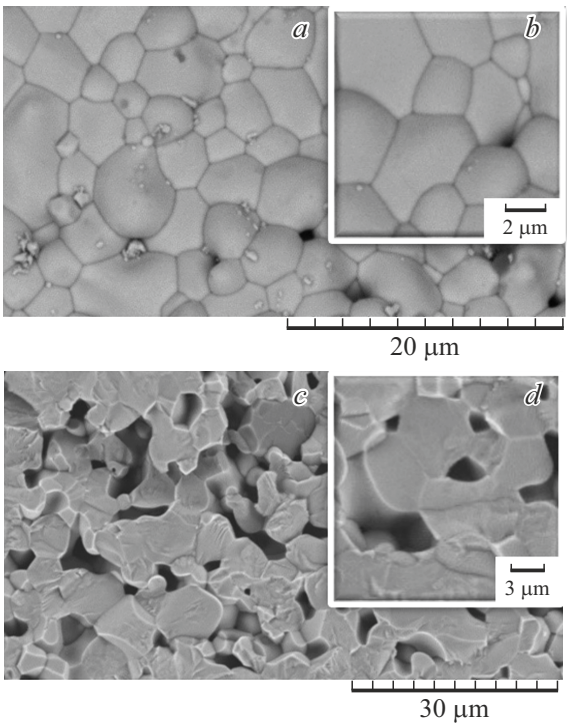

Рис. 1. Фрагмент микроструктуры поверхности спеченной керамики (*a, b*) и механического скола (*c, d*) состава 0.1BFO–0.9PFN.

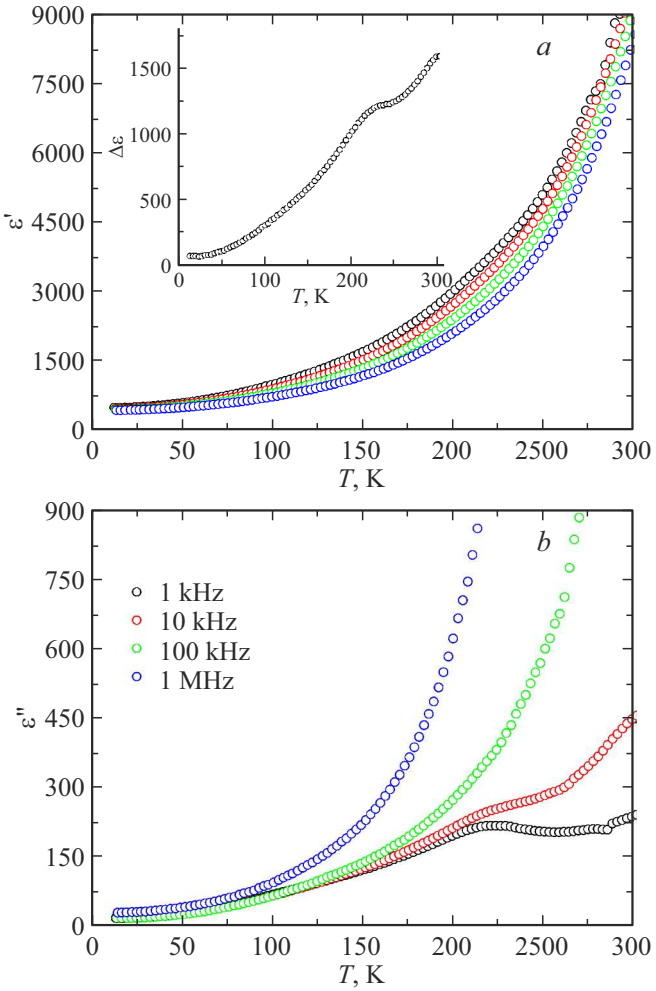

Рис. 2. Зависимости $\varepsilon'(T, f)$ (a) и $\varepsilon''(T, f)$ (b) керамики 0.1BFO–0.9PFN в интервале температур 10–300 K. На вставке — кривая диэлектрической дисперсии $\Delta\varepsilon(T)$.

прочности межзеренных границ по сравнению с самим зерном, в отличие от PFN и BFO, и позволяет судить о высокой внутренней однородности самих кристаллитов.

На рис. 2 и 3 показаны зависимости $\varepsilon'(T, f)$ и $\varepsilon''(T, f)$ керамики 0.1BFO–0.9PFN в интервалах температур 10–300 и 300–850 K соответственно. При $T = (10–300)$ K на зависимостях $\varepsilon'(T)$ керамики 0.1BFO–0.9PFN по мере увеличения температуры наблюдается резкий рост ε' на всех частотах с величин ~ 400 до ~ 9000 на фоне роста диэлектрической дисперсии $\Delta\varepsilon' = \big(\varepsilon'(f = 1\,\text{kHz}) - \varepsilon'(f = 1\,\text{MHz})\big)/\varepsilon'(f = 1\,\text{MHz})$. При этом в окрестности 220 K (вставка на рис. 2, b) наблюдается аномальное поведение, проявляющееся в точках перегиба на кривой $\Delta\varepsilon'$ и зависимостях $\varepsilon''(T)$, где точки перегиба на высоких частотах трансформируются в максимумы по мере понижения f. Согласно представленной в работе [13] магнитной ФД, в ТР 0.1BFO–0.9PFN фазовый переход из парамагнитной (ПМ) фазы в АФМ-фазу происходит в окрестности температур 210–220 K. Учитывая последнее, выявленное аномальное поведение диэлектрических параметров при $T = 220$ K обусловлено МДЭ, который проявляется в мультиферроиках данного типа при магнитном фазовом переходе [14]. Отметим, что в отличие от BFO и PFN, в керамике 0.1BFO–0.9PFN при $T = (10–300)$ K с увеличением f значения ε'' увеличиваются, объяснение чему дано далее.

Отличительной особенностью зависимостей $\varepsilon'(T, f)$ керамики 0.1BFO–0.9PFN в интервале $T = (300\text{-}850)$ K, в отличие от PFN и BFO, является наличие двух релаксирующих максимумов при T_{m1} и T_{m2}, температурная разница между которыми сильно зависит от измерительной частоты. Для сегнетоэлектриков-релаксоров (СЭР), как правило, характерны два максимума: $\varepsilon'(T, f)$ и $\varepsilon''(T, f)$. Первый из них, $\varepsilon'(T, f)$, обычно имеет тенденцию к уменьшению высоты релаксирующего максимума с увеличением частоты и температуры. Предшествующий последнему второй максимум, $\varepsilon''(T, f)$, часто демонстрирует обратную тенденцию, а именно: высота релаксирующих максимумов увеличивается с ростом частоты и температуры. Максимум $\varepsilon'(T, f)$ при T_{m2} характеризуется большей степенью размытости по сравнению с T_{m1}, тогда как соответствующий ему максимум $\varepsilon''(T, f)$ становится неразличимым на высоких частотах. Это обусловлено увеличением сквозной электропроводности керамики в данном диапазоне температур, что приводит к появлению „горбов“ в диэлектрическом отклике. В пользу этого свидетельствует и тот факт, что при $T > T_{m2}$ после резкого спада ε' стремительно растет, начиная с температур тем бóльших, чем выше f, и это сопровождается усиливающейся по мере увеличения T дисперсией. Это часто наблюдается в керамических материалах после перехода из СЭ- в ПЭ-фазу, и обусловлено нижеследующим. Пока материал находится в СЭ-фазе и разбит на домены, имеющиеся в нем из-за дефектности заряды участвуют в экранировке поляризации и могут закрепляться на ловушках и доменных стенках. При переходе в ПЭ-фазу спонтанная поляризация исчезает, доменная структура разрушается и, как следствие, исчезают соответствующие энергетические барьеры, что и приводит к росту электропроводности материала.

На диаграммах Коула–Коула (рис. 3, c–j) уже при комнатной температуре мы наблюдали две разделенные по частоте дуги полуокружностей (граничная f возрастает при увеличении T), при $T > 450$ K — только одну. Эти результаты свидетельствуют о протекании в керамике 0.1BFO–0.9PFN при $T = (10–850)$ K двух релаксационных процессов, дающих основной вклад в регистрируемый диэлектрический отклик и превалирующих в различных диапазонах температур.

Первый превалирует при $T < 400$ K и обусловлен возникновением в исследуемом материале СЭ-поляризации, а второй — при $T > 400$ K и обусловлен реальной (дефектной) структурой материала. С учетом результатов [13,15], можно утверждать, что изменения ε' и ε'' при $T = (10–400)$ K связаны с фазовым переходом

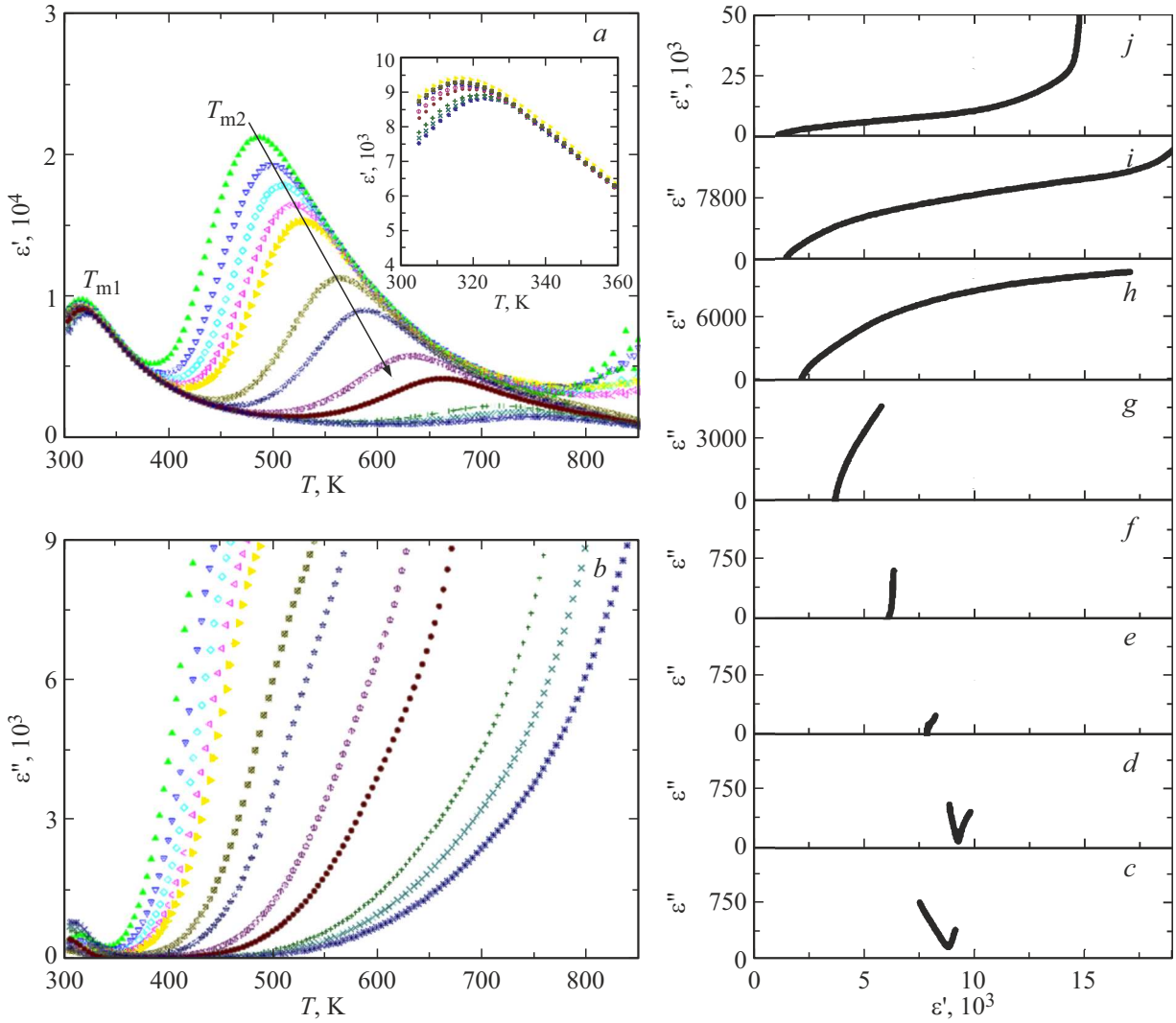

Рис. 3. Зависимости $\varepsilon'(T, f)$ (*a*) и $\varepsilon''(T, f)$ (*b*) керамики 0.1BFO–0.9PFN в интервале температур 310–800 K и частот 300–10^6 Hz. Диаграммы Коула–Коула для температур *c* — 300,*d* — 400, *e* — 450, *f* — 475, *g* — 500, *h* — 525, *i* — 550 и *j* — 600 K.

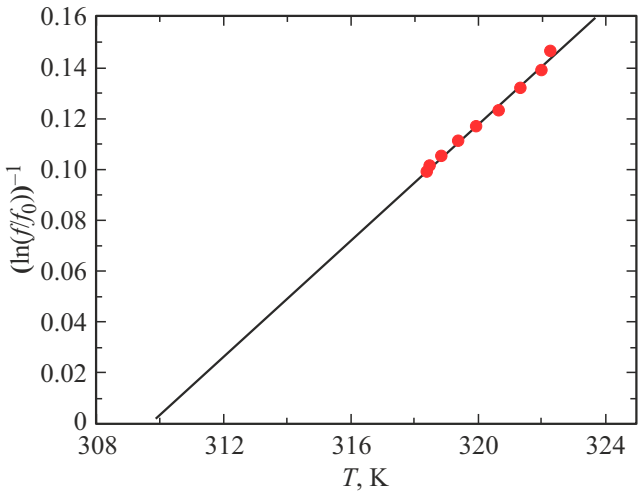

Рис. 4. Иллюстрация выполнения соотношения Фогеля–Фулчера в керамике 0.1BFO–0.9PFN.

СЭР → ПЭ. В пользу этого свидетельствует анализ зависимости $T_{m1}(f)$ — при аппроксимации наилучшие результаты достигнуты в случае использования соотношения Фогеля–Фулчера (рис. 4):

$$f = f_0 \exp\big(E_{\text{act}}/(k_{\text{B}}(T_m - T_{\text{VF}}))\big), \qquad (2)$$

где f_0 — частота попыток преодоления потенциального барьера E_{act}, k_{B} — постоянная Больцмана, T_{VF} — температура Фогеля–Фулчера. Рассчитанные значения $E_{\text{act}} = 0.004$ eV, $f_0 = 8 \cdot 10^7$ Hz и $T_{\text{VF}} = 310$ K характерны для СЭР.

Величина температуры Бернса (T_{B} — температура, при которой в СЭР появляются полярные области), оцененная по зависимости $(\varepsilon')^{-1}$ $(T, f = 1\,\text{MHz})$, составила $T_{\text{B}} \approx 450$ K (рис. 5). Несмотря на то, что при сопоставлении зависимостей $\varepsilon'(T, f)$ для керамики PFN и 0.1BFO–0.9PFN наблюдается смещение максимумов

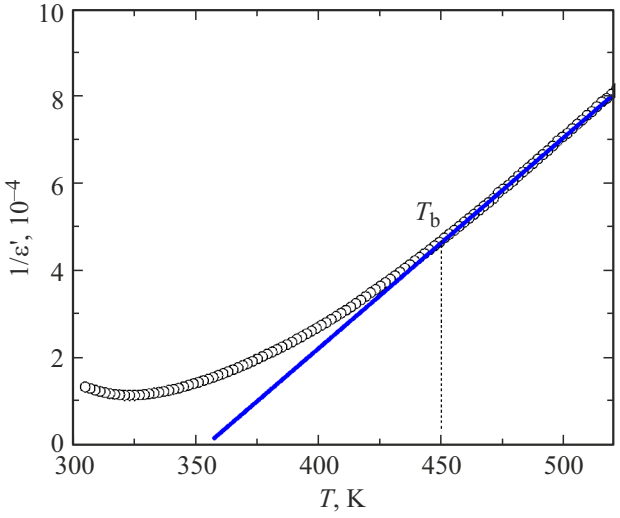

Рис. 5. Зависимость $(\varepsilon')^{-1}$ $(T, f = 1\,\text{MHz})$ для керамики 0.1BFO–0.9PFN в температурном интервале 300–580 K. Сплошная линия — иллюстрация выполнения закона Кюри–Вейсса.

в области более низких температур, непосредственно полярные области в нашем образце возникают при более высоких температурах. Возникновение в керамике 0.1BFO–0.9PFN релаксорных свойств обусловлено как разупорядочением их структуры (по A- и B-позициям), так и спецификой дефектной подсистемы, наследуемой от ферониобата свинца и феррита висмута [2,16].

При рентгенодифракционных исследованиях керамики признаков упорядочения структуры в B-позициях не выявлено. Известно, что в ферониобате свинца упорядочение катионов в B-позиции по типу 1:1 не происходит [17], а фиксируется наличие областей, богатых Fe или Nb [18]. В нашем случае ситуация еще более усложняется и приводит, как будет показано ниже, к проявлению перспективного набора свойств. Аномальное поведение ε' и ε'' в керамике 0.1BFO–0.9PFN при $T > 400$ K, по сути, наследуется от керамики PFN [4] и обусловлено проявлением эффектов максвелл–вагнеровской (межслоевой) поляризации и соответствующей ей диэлектрической релаксации. Расчеты показали, что хорошего согласования экспериментальных и теоретических зависимостей $\varepsilon'(f)$ и $\varepsilon''(f)$ в этом температурном диапазоне удается достичь при использовании модели диэлектрика с функцией распределения времен релаксации Коула–Коула (т.е. релаксация недебаевского типа), а зависимость $T_{m2}(f)$ описывается классическим соотношением Аррениуса.

Зависимости $P(U)$, $I(U)$ и $D(U)$ керамики 0.1BFO–0.9PFN при различных температурах представлены на рис. 6. В отличие от PFN [4], петли $P(U)$ в 0.1BFO–0.9PFN имеют вытянутую форму с малым

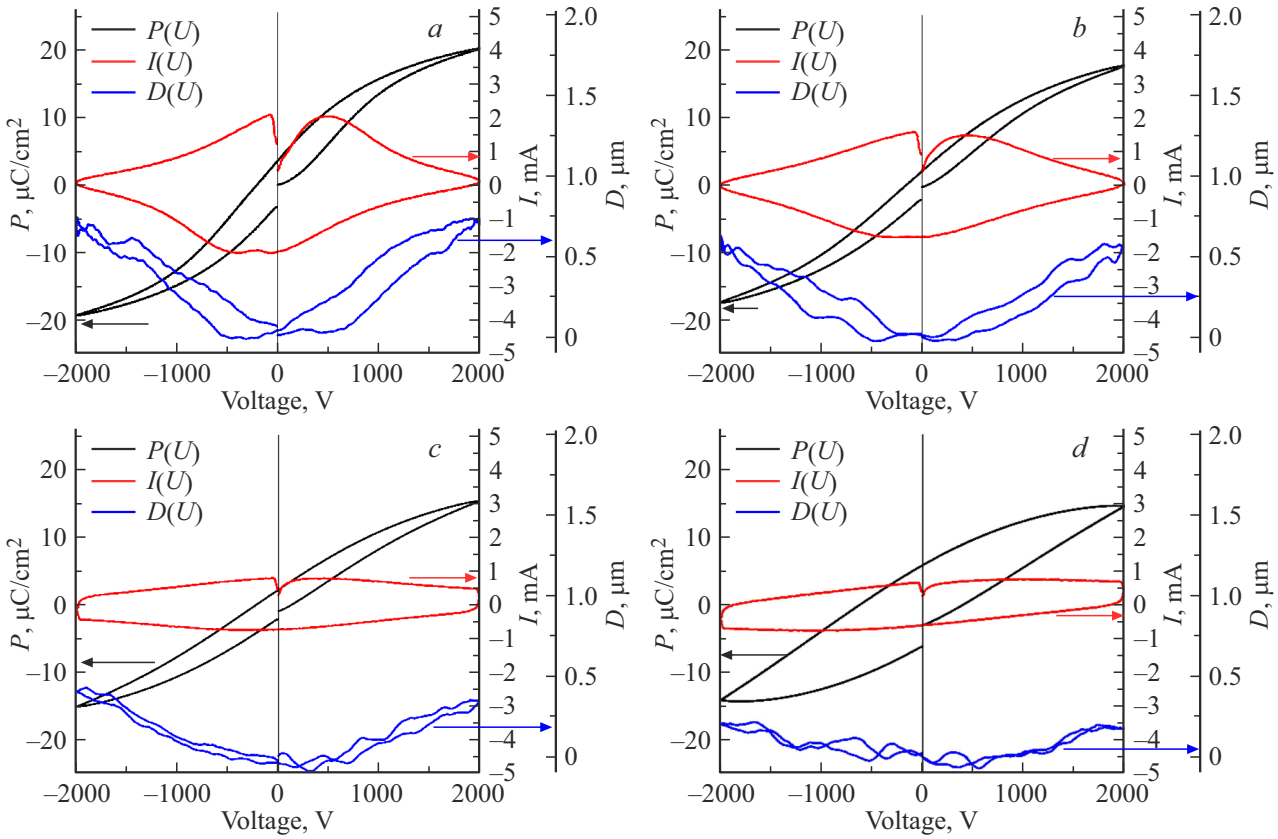

Рис. 6. Зависимости $P(U)$, $I(U)$ и $D(U)$ керамики ТР состава 0.1BFO–0.9PFN для температур a — 298, b — 313, c — 333, d — 353 K.

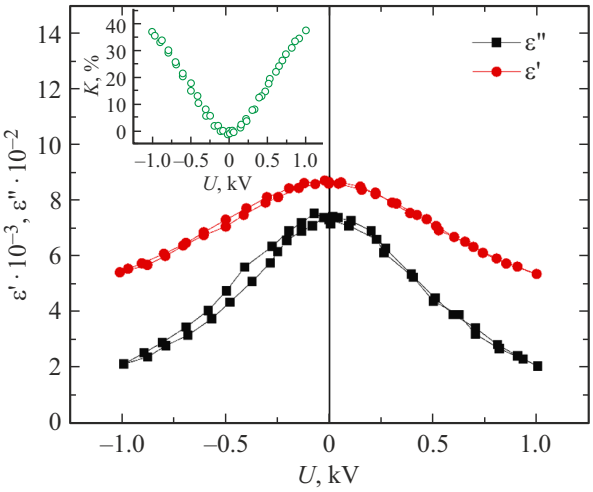

Рис. 7. Зависимости $\varepsilon'(U)$ и $\varepsilon''(U)$ керамики TP состава 0.1BFO–0.9PFN при комнатной температуре на частоте $f = 100$ kHz. На вставке — зависимость диэлектрической управляемости $K(U)$ от напряжения внешнего электрического поля.

гистерезисом: $P_r = 3.16\,\mu$C/cm^2, $P_{\max} = 20.1\,\mu$C/cm^2, $E_c = 1.96$ kV/cm. Наличие гистерезиса также отразилось и на зависимостях деформации материала $D(U)$, которые имели форму „бабочки“, а величина пьезоэлектрического коэффициента достигала высоких величин — $d_{33} \approx 340$ pm/V. С ростом температуры при переходе в ПЭ-состояние, как и ожидалось, петли $P(U)$, $I(U)$ и $D(U)$ сужаются, величины P_r, E_c и $P_{\max}$ снижаются, а при температурах выше 370 K из-за увеличения проводимости керамики петли $P(U)$ расширяются и округляются. Все это подтверждает, что фазовый переход СЭР → ПЭ протекает в указанном диапазоне температур.

Как следует из рис. 7, для керамики 0.1BFO–0.9PFN свойственно практически безгистерезисное изменение $\varepsilon'(U)$ и $\varepsilon''(U)$, причем обе характеристики при приложении внешнего электрического поля имеют симметричную куполообразную форму с максимумами при 0 V. Это подтверждает малые величины коэрцитивных полей в материале.

Величина диэлектрической управляемости при напряженности внешнего электрического поля, равной 1 kV/mm, достигает 40% и не зависит от полярности прикладываемого напряжения. Это обусловлено близостью к комнатной температуре области СЭР → ПЭ фазового перехода, а также высокими значениями ε', низкими значениями ε'' и практически безгистерезисным характером их изменений во внешнем электрическом поле. Все это указывает на перспективность использования данного материала в конденсаторах с переменной емкостью.

4. Выводы и заключение

В результате анализа микроструктуры керамики 0.1BFO–0.9PFN установлено, что она является достаточно плотной, а кристаллиты, размер которых варьируется в пределах от 2 до 14 μm, имеют форму неправильных многогранников с преимущественно скругленными границами. Примесных фаз в образце не обнаружено. Комплексный анализ диэлектрических, сегнетоэлектрических и пьезоэлектрических характеристик изготовленных образцов показал, что введение в ферониобат свинца 10% $BiFeO_3$ приводит, с одной стороны, к значительным изменениям характеристик: материал становится СЭР, увеличивается значение диэлектрической проницаемости ε', возрастают диэлектрическая управляемость K и пьезоэлектрический коэффициент d_{33}, а с другой — сохранению закономерностей изменения зависимостей $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T, f)$, связанных со спецификой реальной структуры, в ПЭ-фазе. Возникновение релаксорных свойств 0.1BFO–0.9PFN и увеличение температуры Нееля (в ее окрестности на зависимостях $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T, f)$ фиксировались аномалии, связанные с МДЭ) говорит о том, что как в A-подрешетке, так и в B-подрешетке в сравнении с PFN происходит усиление кристаллохимического беспорядка. Представленные результаты целесообразно использовать при разработке функциональных мультиферроидных материалов на основе TP системы $(1-x)BiFeO_3$–$xPbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности. Проект № FENW-2023-0010/ГЗ0110/23-11-ИФ).

Благодарности

Использовано оборудование ЦКП „Объединенный центр научно-технологического оборудования ЮНЦ РАН (исследование, разработка, апробация)“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] N.A. Spaldin, R. Ramesh. Nat. Mater. **18**, *3*, 203 (2019).
[2] N. Spaldin. Proc. Math. Phys. Eng. Sci. **476**, *2233*, 20190542 (2020).
[3] Ю.Н. Веневцев, В.В. Гагулин, В.Н. Любимов. Сегнетомагнетики. Наука, М. (1982). 224 с.
[4] A.V. Pavlenko, A.T. Kozakov, S.P. Kubrin, A.A. Pavelko, K.A. Guglev, L.A. Shilkina, I.A. Verbenko, D.A. Sarichev, L.A. Reznichenko. Ceram. Int. **38**, *8*, 6157 (2012).
[5] А.В. Турик, А.В. Павленко, К.П. Андрюшин, С.И. Шевцова, Л.А. Резниченко, А.И. Чернобабов. ФТТ **54**, *5*, 891 (2012). [A.V. Turik, A.V. Pavlenko, K.P. Andryushin, S.I. Shevtsova, L.A. Reznichenko, A.I. Chernobabov. Phys. Solid State **54**, *5*, 947 (2012).]
[6] O. Raymond, R. Font, J. Portelles, J.M. Siqueiros. J. Appl. Phys. **109**, *9*, 094106 (2011).

[7] A.M. Kadomtseva, Y.F. Popov, A.P. Pyatakov, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin, D. Viehland. Phase Transit. **79**, *12*, 1019 (2006).
[8] Н.Н. Крайник, Н.П. Хучуа, А.А. Бережной, А.Г. Тутов. ФТТ **7**, *1*, 132 (1965).
[9] Л.А. Шилкина, А.В. Павленко, Л.А. Резниченко, И.А. Вербенко. Кристаллография **61**, *2*, 262 (2016). [L.A. Shilkina, A.V. Pavlenko, L.A. Reznichenko, I.A. Verbenko. Crystallogr. Reps **61**, *2*, 263 (2016).]
[10] J.P. Patel, A. Singh, D. Pandey. J. Appl. Phys. **107**, *10*, 104115 (2010).
[11] D. Bochenek, P. Niemiec, P. Guzdek, M. Wzorek. Mater. Chem. Phys. **195**, 199 (2017).
[12] А.С. Голофастова, Н.М. Новиковский, В.М. Разномазов, А.В. Павленко, И.А. Вербенко, Д.А. Сарычев, Л.А. Резниченко, А.В. Махиборода. УПФ **4**, *1*, 32 (2016).
[13] Е.Г. Фесенко. Сегнетоэлектрики. Изд-во Ростовского университета, Ростов-на-Дону (1968). 274 с.
[14] S. Dong, J.-M. Liu, S.-W. Cheong, Z. Ren. Adv. Phys. **64**, *5–6*, 519 (2015).
[15] В.В. Жданова. ФТТ **7**, *1*, 143 (1965).
[16] А.В. Павленко, Л.А. Шилкина, Л.А. Резниченко. Кристаллография **57**, *1*, 125 (2012). [A.V. Pavlenko, L.A. Shilkina, L.A. Reznichenko. Crystallogr. Reps **57**, *1*, 118 (2012).]
[17] V.P. Sakhnenko, N.V. Ter-Oganessian. Acta Crystallografica B. Struct. Sci. Cryst. Eng. Mater. **74**, *Part 3*, 264 (2018).
[18] Y. Yang, S.T. Zhang, H.B. Huang, Y.F. Chen, Z.G. Liu, J.-M. Liu. Mater. Lett. **59**, *14–15*, 1767 (2005).

Редактор Е.В. Толстякова