

УДК 539.23,539.216.2

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК ФЕРРОНИОБАТА БАРИЯ-НЕОДИМА В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР –190...200°C

© 2022 г. А. В. Павленко¹, *, Д. В. Стрюков¹, К. М. Жидель^{1, 2}, Я. Ю. Матяш¹

¹Федеральный исследовательский центр Южный научный центр Российской академии наук, пр. Чехова, 41, Ростов-на-Дону, 344006 Россия

²Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, пр. Стачки, 194, Ростов-на-Дону, 344090 Россия

*e-mail: antypr@mail.ru

Поступила в редакцию 13.04.2022 г.

После доработки 31.05.2022 г.

Принята к публикации 18.06.2022 г.

С использованием метода высокочастотного катодного распыления в атмосфере кислорода на подложке Pt(001)/MgO(001) синтезированы однофазные и беспримесные пленки феррониобата бария-неодима ($\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$) толщиной ~660 нм. На основе данных рентгendifракционного анализа показано, что пленки являются *c*-ориентированными. В интервале температур –190...200°C в пленках $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$ выявлены два фазовых превращения: параэлектрик → сегнетоэлектрик и сегнетоэлектрик → сегнетоэлектрик. Показано, что в окрестности комнатных температур пленки $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$ характеризуются высокой энергоэффективностью. Обсуждаются причины выявленных закономерностей и перспективы использования данного материала в виде наноразмерных тонких пленок.

Ключевые слова: мультиферроик, диэлектрические характеристики, сегнетоэлектрик, тетрагональная вольфрамовая бронза

DOI: 10.31857/S0002337X22100104

ВВЕДЕНИЕ

Мультиферроики, сочетающие сегнетоэлектрические (СЭ) и магнитные свойства, могут быть использованы в элементах энергонезависимой памяти, новых транзисторах, датчиках, сенсорах и метаматериальных структурах [1, 2]. Такими материалами являются содержащие редкоземельный элемент (Ln) феррониобаты $\text{Ba}_2\text{LnFeNb}_4\text{O}_{15}$ (BLnFNO) со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы (ТВБ). Впервые о сосуществовании в такого рода материалах СЭ и ферромагнитных (FM) свойств отмечено в работе 1960 г. [3]. Однако интенсивные исследования монокристаллов BLnFNO начались только с 2012 г. [4, 5], керамик – с 2009 г. [6], тонких пленок – с 2014 г. [7]. Было показано, что на их основе могут быть созданы новые функциональные материалы с сосуществующими СЭ- и ФМ-свойствами при комнатной температуре. Наличие ФМ-свойств в соединениях BLnFNO связывают либо с наличием ФМ-примесей $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ и/или $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, возникающих по механизму компенсации дефицита Ln [3–5], либо со свойствами самих соединений [4, 5]. Кристал-

лическую решетку BLnFNO образуют кислородные октаэдры, центры которых статистически заняты катионами Fe^{3+} и Nb^{5+} с близкими радиусами, а сами они стыкуются таким образом, что образуются трех-, четырех- и пятиугольные каналы. Катионы Ba^{2+} занимают пятиугольные каналы, Ln^{3+} – четырехугольные, а треугольные остаются пустыми [4]. Исследованию диэлектрических свойств BLnFNO посвящен ряд работ [3–9], анализ которых показал, что именно тип редкоземельного элемента влияет на температуру упорядочения в кристаллах и керамике BLnFNO, а наличие вакансий в четырехугольных каналах (в монокристаллах их концентрация достигает 40% [4]) в ряде случаев приводит к проявлению релаксационных свойств. Все это свидетельствует о чувствительности материалов к технологии получения и твердотельному состоянию, что затрудняет исследования их физических свойств (в монокристаллах из-за высокой электропроводности не проведены детальные исследования СЭ-поляризации, пиро- и магнитоэлектрического эффектов) и размерных эффектов (наличие примесей осложняет изучение влияния толщины пленок на их свойства).

С нашей точки зрения данный тип материалов в виде тонких пленок может представлять интерес и как самостоятельное соединение, и в виде компонента многослойных гетероструктур (например, в сочетании с близкими по структуре ниобатами бария-стронция), а имеющиеся сложности в их получении могут быть устранены при использовании развиваемого преимущественно в России метода ВЧ-катодного распыления в атмосфере кислорода [10].

Целью данной работы явилось установление закономерности формирования диэлектрических и сегнетоэлектрических свойств тонких пленок $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$ (BNFNO) в интервале температур $-190...200^\circ\text{C}$, полученных на подложке Pt(001)/MgO(001) указанным выше методом.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Синтез пленок $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$ толщиной ~ 660 нм осуществлялся в одну стадию на установке “Плазма-50-СЭ”. Начальная температура подложки составляла 400°C , в процессе роста пленки $\sim 550^\circ\text{C}$. В процессе напыления и при последующем охлаждении до температуры 20°C в качестве рабочего газа использовался кислород (ГОСТ 5583-78) при давлении 67 Па. В качестве мишени использовался керамический диск стехиометрического состава $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$ диаметром 50 и толщиной 3 мм, изготовленный в отделе ИМиНТ НИИФ ЮФУ.

Рентгendifракционные исследования гетероструктур, включающие анализ фазового состава, структурного совершенства, параметров элементарной ячейки и ориентационных соотношений между пленкой и подложкой, проводились на многофункциональном рентгеновском комплексе “РИКОР” (гониометр с шагом до 0.001° (Crystal Logic Inc.); рентгеновская трубка БСВ21-Cu (АО “Светлана-Рентген”), сцинтилляционный детектор (ООО ИТЦ “Радикон”).

Исследования зависимости относительной диэлектрической проницаемости (ϵ/ϵ_0) и тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) в диапазоне частот измерительного электрического поля $f = 10^5 - 2 \times 10^6$ Гц амплитудой 40 мВ получали с помощью измерительного стенда на базе LCR-метра Agilent 4980A. Диэлектрическая дисперсия рассчитывалась по формуле $\Delta\epsilon(T) = (\epsilon/\epsilon_0(T, f = 500 \text{ кГц}) - \epsilon/\epsilon_0(T, f = 2 \text{ МГц}))/\epsilon/\epsilon_0(T, f = 2 \text{ МГц})$. Для проведения измерений в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, на свободную поверхность пленки через маску с отверстиями диаметром ~ 100 мкм осаждались электроды. Величина ϵ/ϵ_0 определялась из соотношения $C = \epsilon\epsilon_0 S/h$, где C – емкость структуры, h – толщина слоя сегне-

тоэлектрика, S – площадь электрода, $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная. Площадь электрода измерялась на 3D-микроскопе KeyenceVK-9700 (ЦКП “Объединенный центр научно-технологического оборудования ЮНЦ РАН (исследование, разработка, апробация)”).

Характеристики $P(U)$ при $t = -150...100^\circ\text{C}$ измеряли с использованием анализатора TFAalyzer2000. По программе Hysteresis Software для положительной и отрицательной ветвей $P(U)$ рассчитывались остаточная поляризация (P_r^+ , P_r^-), максимальная поляризация (P_{max}^+ , P_{max}^-) и коэрцитивное поле (U_c^+ , U_c^-), а также величины $P_r = 0.5(|P_r^+| + |P_r^-|)$, $P_{\text{max}} = 0.5(|P_{\text{max}}^+| + |P_{\text{max}}^-|)$, $U_c = 0.5(|U_c^+| + |U_c^-|)$. Температуру при измерениях контролировали с помощью системы Linkam THMS600 stage.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты рентгendifракционного анализа гетероструктуры BNFNO/Pt/MgO(001) при комнатной температуре приведены на рис. 1. Из присутствующего на рентгенограмме $\theta-2\theta$ (рис. 1а) набора линий следует, что при напылении слоев платины и мультиферроика BNFNO в гетероструктуре не возникает примесных фаз. При φ -сканировании (рис. 1в) установлено, что пленка Pt выращена на подложке MgO(001) эпитаксиально в соотношении “куб на кубе”, а для слоя BNFNO наблюдались лишь слабые следы рефлексов семейства 311 с положениями, соответствующими ориентационным доменам $\pm 18.4^\circ$. Низкая интенсивность и существенное размытие рефлексов 311 свидетельствует о достаточно сильной разориентировке кристаллографических осей в плоскости сопряжения, в то время как для оси [001] значение составляет менее 3.5° (рис. 1б). Достоверно экспериментально измерить параметр a элементарной ячейки BNFNO не удалось из-за значительной разориентировки осей в плоскости сопряжения и снижения интенсивности отражений при асимметричной геометрии съемки.

Таким образом, можно утверждать, что в нашем случае на подложке Pt/MgO(001) формируется беспримесная c -ориентированная пленка BNFNO. Параметр элементарной ячейки слоя Pt равен $c = 0.3938(1)$ нм, а слоя BNFNO – $c = 0.3976(1)$ нм, что свидетельствует о наличии значительной деформации элементарной ячейки в пленке BNFNO даже толщиной ~ 660 нм. Известно, что одной из основных причин развития внутренних напряжений в пленках, которые могут сохраняться и в до-

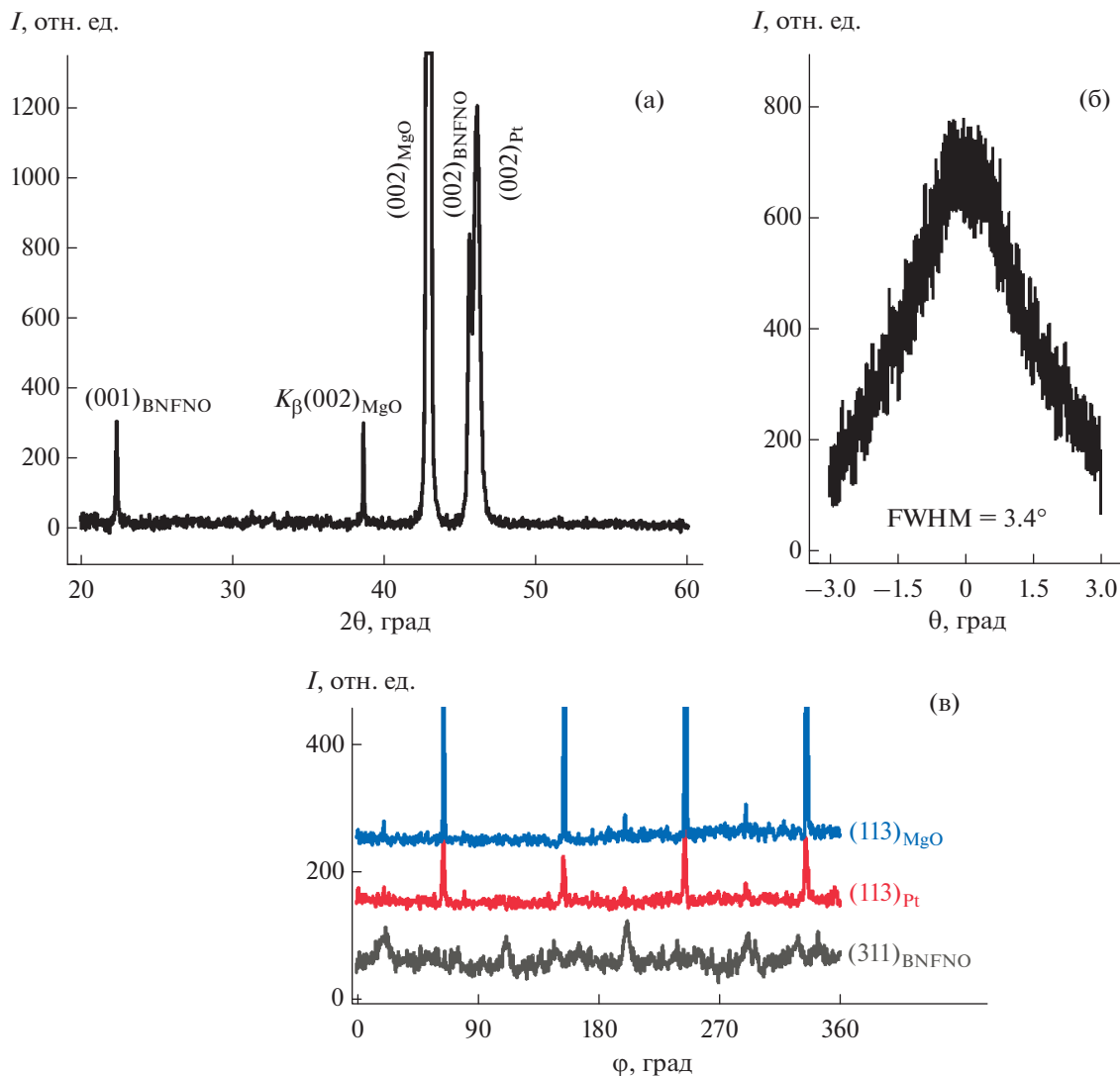


Рис. 1. θ – 2θ -рентгенограмма пленки BNFNO/Pt/MgO(001) (а); кривая качания рефлекса 002 (б); ϕ -сканы рефлексов 113 Pt-электрода и подложки MgO (в).

статочны толстых слоях, являются эволюция и уплотнение их структуры в процессе роста. Пленки BNFNO выращены по механизму Фольмера–Вебера [11] (зарождение и рост на подложке трехмерных островков → коалесценция → рост сплошной пленки), при котором имеют место сжимающие напряжения в плоскости сопряжения пленки с подложкой и растягивающие в перпендикулярном направлении, что мы и наблюдаем.

Для исследований электрофизических свойств пленок были сформированы конденсаторные структуры Pt/BNFNO/Pt. Зависимости $\epsilon/\epsilon_0(t)$ и $\text{tg}\delta(t)$ пленки BNFNO, полученные в режиме охлаждения со скоростью 5°C/мин, приведены на рис. 2. При $t = -190...200^\circ\text{C}$ значения ϵ/ϵ_0 пленки сопоставимы с $\epsilon_{\parallel}/\epsilon_0$ монокристаллов BNFNO (300–550)

[3] и выше, чем у керамики BNFNO (80–220) [4]. Учитывая, что измерения проводились вдоль полярной оси (в мультиферроиках BLnFNO это направление [001] [6, 7]), разница в величинах ϵ/ϵ_0 обусловлена анизотропией диэлектрических свойств в СЭ со структурой ТВБ. В SBN, например, при комнатной температуре $\epsilon_{\parallel}/\epsilon_{\perp} = 2.6$ [12], в BNN $\epsilon_{\parallel}/\epsilon_{\perp} = 4.74$ [13]. Как и в случае керамики и монокристаллов, в пленках BNFNO присутствует дисперсия ϵ/ϵ_0 и $\text{tg}\delta$, которая в материалах данного типа обусловлена как спецификой СЭ-фазы [14], так и поляризацией Максвелла–Вагнера [15] вследствие накопления зарядов на границах раздела. Максимальные значения $\Delta\epsilon/\epsilon_0 \sim 200$ и $\text{tg}\delta \sim 0.35$ наблюдаются при 200°C. По мере снижения температуры на графиках $\epsilon/\epsilon_0(t)$

вне зависимости от f наблюдаются размытые максимумы при 56°C и слабо выраженные изломы при -125°C . На зависимости $(\epsilon/\epsilon_0)^{-1}(t)$ (рис. 2в) выделяются 4 температурных диапазона, только в одном из которых ($t_1 < t < t_d$) наблюдается отклонение от линейности. Учитывая, что эти аномалии не связаны с изменениями условий охлаждения образца (рис. 2в), можно отнести их к фазовым превращениям в феррониобате бария-неодима в окрестности максимума на зависимости $\epsilon/\epsilon_0(t)$ и при температуре -125°C , где наблюдается излом на кривой $(\epsilon/\epsilon_0)^{-1}(t)$.

Результаты исследования зависимостей $P(U)$ пленки BNFNO в интервале $t = -190 \dots 100^\circ\text{C}$ (рис. 3) свидетельствуют о том, что отмеченные аномалии связаны с фазовыми переходами параэлектрик (ПЭ) \rightarrow СЭ и СЭ \rightarrow СЭ. При $t > 40^\circ\text{C}$ зависимость $P(U)$ близка к линейной в малых полях, а при увеличении U измерения были затруднительны из-за роста электропроводности пленки. При температуре 40°C зависимость $P(U)$ имела форму вытянутой петли с параметрами $P_{\max} = 31$ мкКл/см², $P_r = 3.768$ мкКл/см², $U_c = 0.68$ В. С понижением температуры происходило расширение петли $P(U)$, нарастали значения U_c (с 0.68 до 20.20 В) и P_r (с 3.768 до 32.58 мкКл/см²), а P_{\max} увеличивалась до температуры -100°C , а далее снижалась (рис. 3).

Таким образом, представленные выше результаты свидетельствуют о том, что при снижении температуры в пленке BNFNO при $t = -67 \dots 160^\circ\text{C}$, где наблюдается отклонение от закона Кюри–Вейса, начинается размытый фазовый переход ПЭ \rightarrow СЭ. Это коррелирует с результатами наших предшествующих исследований пленок BNFNO толщиной ~ 300 нм [16]. Так как t_m от f не зависит, можно сделать вывод о принадлежности BNFNO в виде наноразмерных пленок к обычным СЭ, однако размытие фазового перехода в пленках из-за наличия деформации элементарной ячейки и проявления размерных эффектов было выше, чем в керамике [10]. В соединениях BLnFNO возникновение полярной фазы связано со смещением катионов Fe^{3+} и Nb^{5+} вдоль оси 4-го порядка (в ПЭ-фазе материалам свойственна пр. гр. $P4/mbm$). Температура упорядочения, СЭ-свойства и характер их проявления зависят от типа и концентрации редкоземельного катиона в четырехугольных каналах. Например, в $\text{Ba}_2\text{Pr}_x\text{Nd}_{1-x}\text{FeNb}_4\text{O}_{15}$ по мере увеличения концентрации Pr происходит переход СЭ \rightarrow СЭ-релаксор (СЭР) [6], по данным диэлектрической спектроскопии все монокристаллы BLnFNO (Ln = Eu^{3+} , Sm^{3+} , Nd^{3+} , Pr^{3+} , La^{3+}) являются СЭР [5], а среди керамик релаксорами являются только $\text{Ba}_2\text{PrFeNb}_4\text{O}_{15}$ и $\text{Ba}_2\text{LaFeNb}_4\text{O}_{15}$ [5]. Кера-

мика BNFNO без вакансий в четырехугольных каналах имеет температуру Кюри $\sim 60^\circ\text{C}$ [5, 6], а монокристаллы BNFNO с долей вакансий $\sim 24\%$ являются СЭР с $t_m = -83^\circ\text{C}$ при $f = 10^6$ Гц [5]. Эти результаты косвенно свидетельствуют в пользу того, что в полученных нами пленках BNFNO вакансии в четырехугольных каналах отсутствуют. При дальнейшем понижении температуры в окрестности -125°C происходит фазовый переход между различными СЭ-фазами. На данный момент сложно ответить, реализуется ли этот фазовый переход только в тонких пленках из-за проявления размерных эффектов или имеет место также в монокристаллах и керамиках BNFNO. Учитывая поведение поляризационных характеристик (тенденция к снижению P_{\max} и росту P_r при измерении вдоль направления [001]) при этих температурах, в объекте, вероятнее всего, происходит фазовый переход в СЭ-фазу с компонентой поляризации в плоскости сопряжения пленка–подложка. Для ответа на этот вопрос целесообразно проведение как рентгендифракционных исследований при этих температурах, так и диэлектрических измерений при планарной топологии электродов.

Размытие области фазового перехода СЭ \rightarrow ПЭ в пленках BNFNO привело к наличию достаточно узких петель диэлектрического гистерезиса при комнатных температурах. При приложении внешнего поля к мультиферроику энергия системы накапливается и в дальнейшем выделяется в виде полезной энергии во время разрядки, при этом часть энергии рассеивается и выделяется в виде тепла в процессе переключения. В этом случае используется характеристика

$$W_{st} = \int_{P_r}^{P_{\max}} E dP, \quad W_{re} = - \int_{P_{\max}}^{P_r} E dP, \quad (1)$$

где W_{st} – энергия, накопленная во время зарядки, W_{re} – восстановленная полезная энергия, P_r – остаточная поляризация, P_{\max} – максимальная поляризация при пиковом значении электрического поля, E – приложенное электрическое поле. Гистерезисные потери энергии рассчитываются как $W_{loss} = W_{st} - W_{re}$, а энергоэффективность – как $n = W_{re}/W_{st} \times 100\%$. Результаты выполненных расчетов показали, что для исследуемой пленки BNFNO характерны следующие параметры:

для $t = 40^\circ\text{C}$: $W_{loss} = 540$ мДж/см³, $W_{st} = 2843$ мДж/см, $n = 81\%$,

для $t = 0^\circ\text{C}$: $W_{loss} = 3401$ мДж/см³, $W_{st} = 14122$ мДж/см³, $n = 76\%$.

Видно, что достаточно высокие значения поляризации в пленках BNFNO и низкие коэффи-

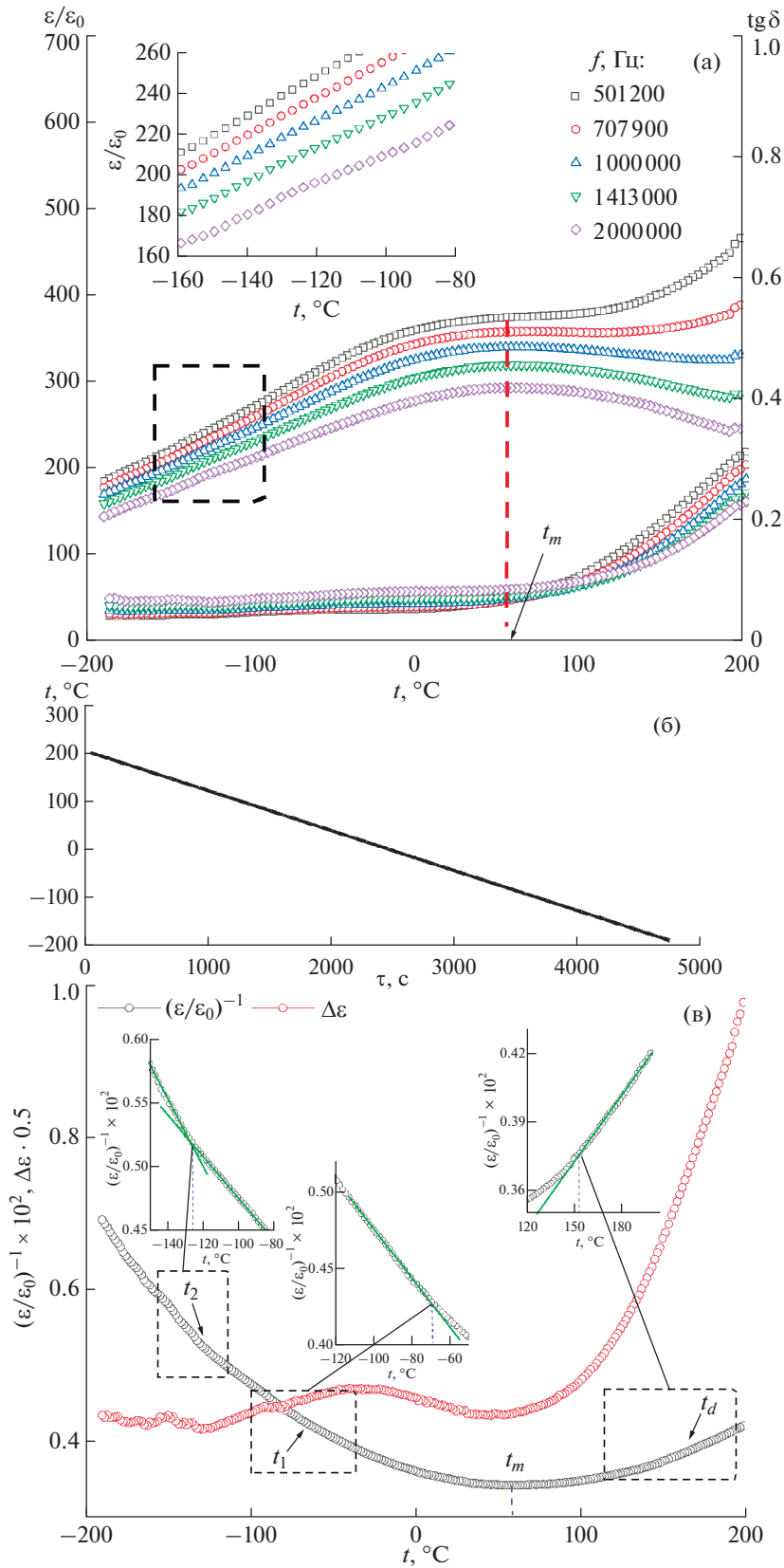


Рис. 2. Зависимости $\epsilon/\epsilon_0(t)$ и $\text{tg } \delta(t)$ (а), $t(\tau)$ (б), $(\epsilon/\epsilon_0)^{-1}(t, f = 2 \text{ МГц})$ и $\Delta\epsilon(t)$ (в) для гетероструктуры BNFNO/Pt/MgO при $t = -190 \dots 200^\circ\text{C}$.

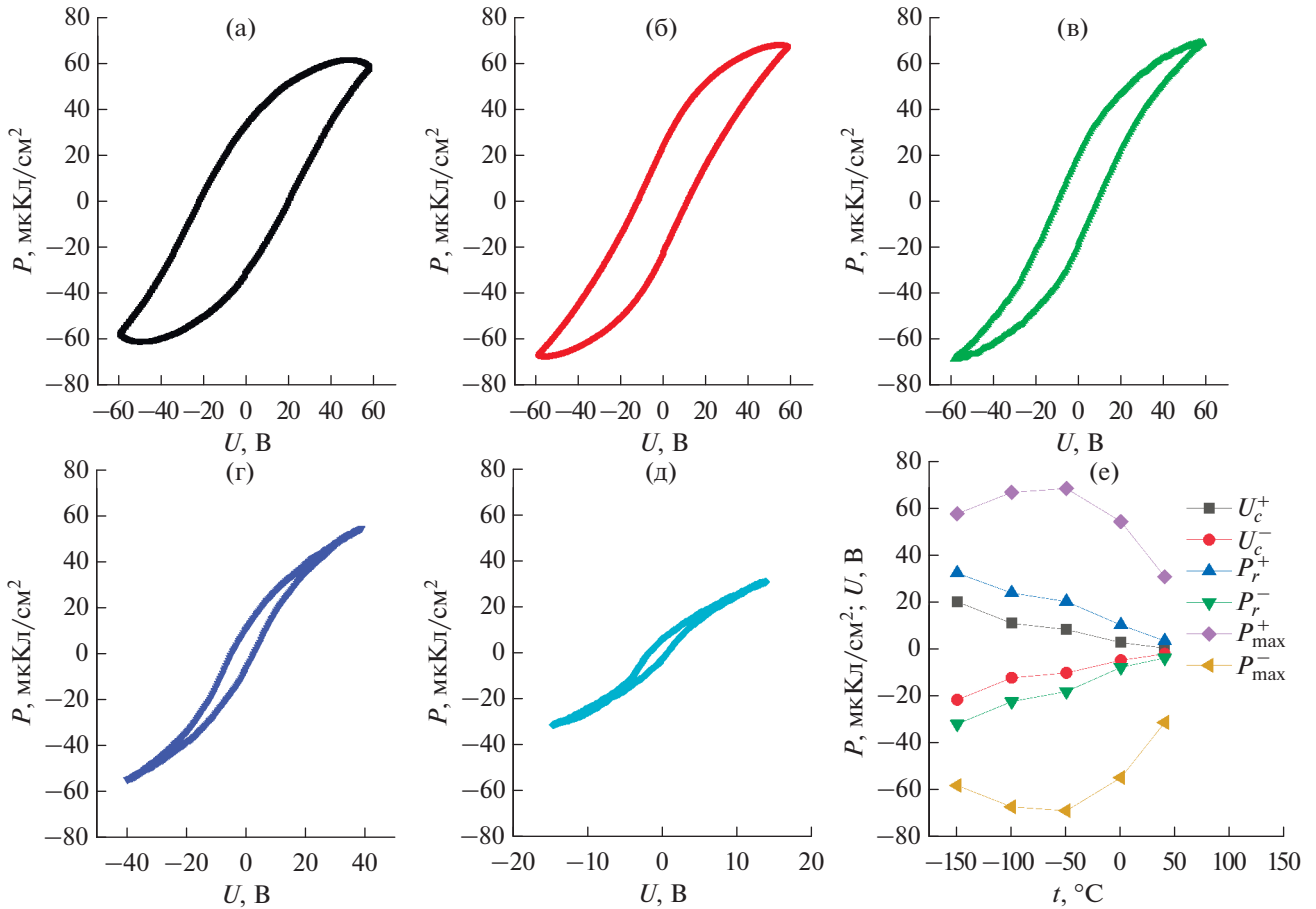


Рис. 3. Зависимости $P(U)$ гетероструктуры Pt/BNFNO/Pt(001)/MgO(001) на частоте 1 кГц при температурах -150 (а), -100 (б), -50 (в), 0 (г) и 40°C (д); е – температурные зависимости U_c^+ , U_c^- , P_r^+ , P_r^- , P_{max}^+ и P_{max}^- .

тивные поля приводят к высоким значениям энергоэффективности, сопоставимым с таковыми в антисегнетоэлектриках и СЭР со структурой типа перовскита [17].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным рентгенодифракционного анализа установлено, что получены однофазные c -ориентированные пленки феррониобата бария-неодима толщиной ~ 660 нм, в которых имела место существенная для материалов со структурой ТВБ деформация элементарной ячейки (более 1.3%) вдоль полярной оси. Показано, что в рамках используемого метода получения тонких пленок не образуется примесных фаз $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ и/или $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, часто возникающих в монокристаллах, керамиках и пленках BLnFNO на стадии синтеза.

При анализе диэлектрических и сегнетоэлектрических свойств пленок BNFNO в интервале $t = -190 \dots 200^\circ\text{C}$ показано, что по мере снижения температуры в материале происходят два фазо-

вых превращения: размытый фазовый переход ПЭ \rightarrow СЭ ($-67 \dots 160^\circ\text{C}$) и СЭ \rightarrow СЭ (-125°C).

Снижение P_{max} в окрестности -125°C свидетельствует о фазовом переходе в СЭ-фазу с компонентой поляризации в плоскости сопряжения пленка–подложка.

Анализ зависимостей $P(U)$ пленки BNFNO показал, что при $t = 0 \dots 40^\circ\text{C}$ данные материалы характеризуются высокой энергоэффективностью (более 76%), что свидетельствует о перспективах их использования в устройствах накопления энергии [17].

Полученные результаты целесообразно учитывать при синтезе, исследовании и разработке функциональных элементов на основе наноразмерных пленок мультиферроика BNFNO.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-10180).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рабе К.М., Ана Ч.Г., Трискона Ж.-М. Физика сегнетоэлектриков: современный взгляд. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2011. 440 с.
2. Вендик И.Б., Вендик О.Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 1. С. 3–28.
3. Fang P.H., Roth R.S. Ferroelectric and Ferrimagnetic Properties of $(\text{Ba}_{6-2x}\text{R}_{2x})(\text{Nb}_{9-x}\text{Fe}_{1+x})\text{O}_{30}$ // J. Appl. Phys. 1960. V. 5. P. S278. <https://doi.org/10.1063/1.1984698>
4. Albino M., Veber P., Pechev S., Labrugere C., Velazquez M., Maglione M., Josse M. Growth and Characterization of $\text{Ba}_2\text{LnFeNb}_4\text{O}_{15}$ (Ln = Pr, Nd, Sm, Eu) Relaxor Single Crystals // Cryst. Growth Des. 2014. V. 14. № 2. P. 500–512. <https://doi.org/10.1021/cg401181j>
5. Castel E., Veber P., Albino M., Vela'zquez M., Pechev S., Denux D., Chaminade J.P., Maglione M., Josse M. Crystal Growth and Characterization of Tetragonal Tungsten Bronze FerroNiobates $\text{Ba}_2\text{LnFeNb}_4\text{O}_{15}$ // J. Cryst. Growth. 2012. V. 340. № 1. P. 156–165. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2011.11.082>
6. Castel E., Josse M., Michau D., Maglione M. Flexible Relaxor Materials: $\text{Ba}_{(2)}\text{Pr}_{(x)}\text{Nd}_{(1-x)}\text{FeNb}_{(4)}\text{O}_{(15)}$ Tetragonal Tungsten Bronze Solid Solution // J. Phys.: Condens. Matter. 2009. V. 21. № 45. P. 452201. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/45/452201>
7. Hajlaoui T., Harnagea C., Pignolet A., Michau D., Josse M. Highly Oriented Multiferroic $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$ -Based Composite Thin Films with Tetragonal Tungsten Bronze Structure on Silicon Substrates // J. Alloys Compd. 2017. V. 711. P. 480–487. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2017.04.051>
8. Bodeux R., Michau D., Josse M., Maglione M. Dielectric Properties of Tetragonal Tungsten Bronze Films Deposited by RF Magnetron Sputtering // Solid State Sci. 2014. V. 38. P. 112–118. <https://doi.org/10.1016/j.solidstatesciences.2014.10.007>
9. Bodeux R., Michau D., Maglione M., Josse M. Thin Films Sputtered from $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$ Multiferroic Targets on $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ Coated Substrates // Mater. Res. Bull. 2016. V. 81. P. 49–54. <https://doi.org/10.1016/j.materresbull.2016.04.027>
10. Мухортов В.М., Юзюк Ю.И. Гетероструктуры на основе наноразмерных сегнетоэлектрических пленок: получение, свойства и применение. Ростов н/Д.: ЮНЦ РАН, 2008. 224 с.
11. Шугуров А.Р., Панин А.В. Механизмы возникновения напряжений в тонких пленках и покрытиях // Журн. техн. физики. 2020. Т. 90. В. 12. С. 1971–1994. <https://doi.org/10.21883/JTF.2020.12.50417.38-20>
12. Павленко А.В., Ивлева Л.И., Стрюков Д.В., Ковтун А.П., Анохин А.С., Лыков П.А. Получение, структура и диэлектрические характеристики монокристаллов и тонких пленок $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ // ФТТ. 2019. Т. 61. № 2. С. 376–380. <https://doi.org/10.21883/ФТТ.2019.02.47140.217>
13. Кузьминов Ю.С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. М.: Наука, 1982. 400 с.
14. Лотонов А.М., Новик В.К., Гаврилова Н.Д. Диэлектрическая дисперсия как признак появления полярной фазы в сегнетоэлектриках // ФТТ. 2006. Т. 48. № 6. С. 969–972.
15. Богатин А.С., Турик А.В. Процессы релаксационной поляризации в диэлектриках с большой сквозной проводимостью. Ростов н/Д.: Феникс, 2013. 256 с.
16. Павленко А.В., Ильина Т.С., Киселев Д.А., Стрюков Д.В., Очкуров М.В. Структура, диэлектрические и сегнетоэлектрические свойства тонких пленок мультиферроика $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$ // ФТТ. 2022. Т. 64. Вып. 6. С. 658–664. <https://doi.org/10.21883/ФТТ.2022.06.52391.286>
17. Xihong H. A Review on the Dielectric Materials for High Energy-Storage Application // J. Adv. Dielectr. 2013. V. 3. № 1. P. 1330001. <https://doi.org/10.1142/S2010135X13300016>