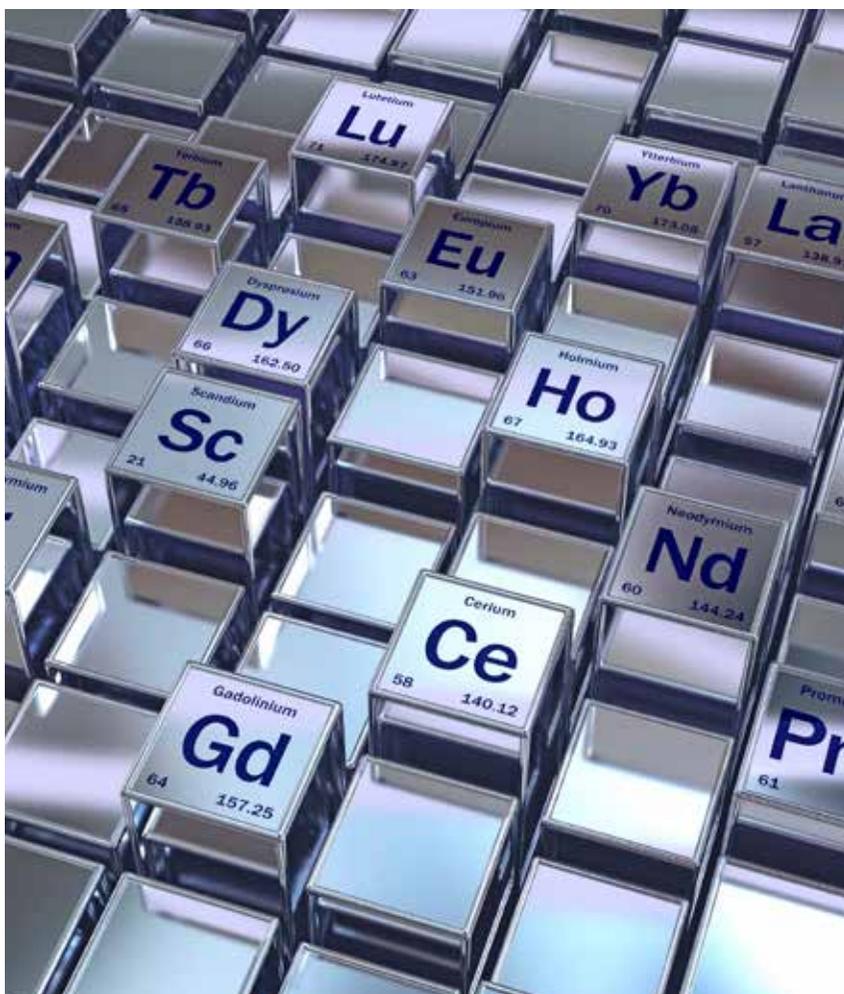


ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КАТИОН-ЗАМЕЩЕННОГО РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ФЕРРИТА ВИСМУТА



Феррит висмута BiFeO_3 (BFO) – хорошо изученный мультиферроик, который включает два параметра порядка: антиферромагнитное (AFM) упорядочение G-типа ($T_N=643$ K) и сегнетоэлектрическое (FE) упорядочение ($T_C=1083$ K) [1]. Сложные оксиды, синтезированные на основе BFO, – перспективные материалы для создания матриц приборов электроники нового поколения с заданными физическими параметрами [2]. Более широкое использование на практике ограничено наличием в нем спиновой циклоиды, несоответствующей периоду кристаллической решетки, которая в итоге приводит к состоянию практически нулевой намагниченности вещества. Для подавления циклоиды применяют различные методы, в том числе частичное замещение

катионов Bi^{3+} изовалентными катионами редкоземельных элементов (РЗЭ) [3–5].

Перовскитоподобные висмутсодержащие образцы составов $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$ ($\text{R}=\text{La-Lu, Nd, Gd, Dy, Er}$) интересны тем, что их диэлектрические свойства существенно зависят от свойств замещающих висмут катионов. Равные степени окисления Bi^{3+} и R^{3+} при замещении не вызывают изменения валентности. Это обеспечивает выполнение условия электронейтральности в полученных составах. В то же время меньшие по отношению к ионному радиусу Bi^{3+} радиусы ионов R^{3+} являются причиной возникновения искажений и деформации кристаллической решетки, что приводит к изменению структурно чувствительных физических свойств сложных составов. Известно большое количество работ, в которых изучается структура и особенности физических характеристик $\text{Bi}_{1-x}\text{R}_x\text{FeO}_3$, легированных катионами $\text{La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb}$ и Lu . Однако отсутствуют результаты эксперимента и расчетов, касающихся одновременного изучения диэлектрических характеристик $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$ ($\text{R}=\text{La-Lu}$), синтезированных в одинаковых условиях. Причины наблюдения большого разнообразия физических характеристик подобных веществ базируются как на использовании разных методов, так и на вариативности условий синтеза образцов, получаемых в рамках одинаковых методов. Существенным фактором является влияние условий и режимов синтеза образцов, которые не могут быть точно соблюдены при независимых исследованиях.

Цель работы – экспериментальное и теоретическое изучение влияния различных катионов РЗЭ на структурные и диэлектрические свойства керамических образцов $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$, полученных в одних условиях методом холодного прессования при высоком давлении.

Материалы и методы

Поликристаллические образцы $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$ ($\text{R}=\text{La, Nd, Sm, Gd, Dy, Er}$) синтезированы методом твердофазных реакций [6]. Исходные оксиды R_2O_3 ($\text{R}=\text{La}$ (чистота 99,5%); $\text{R}=\text{Er, Dy, Gd, Sm}$ и Nd (99,9%) и Fe_2O_3 (99%) (Sigma Aldrich Chemicals) смешивали в агатовой ступке в течение 5 ч, а затем с этанолом 2 ч. Полученную смесь предварительно обжигали при температуре 750 ± 5 °С в керамическом сосуде на воздухе в течение 5 ч. Скорость нагрева составляла 10 °С в мин. После измельче-

ния и повторного обжига в тех же условиях для контроля фазового состава проводили рентгеноструктурные исследования образцов, затем они были окончательно синтезированы методом холодного прессования под давлением $P=4,00 \pm 0,04$ ГПа 1 мин. [7]. Создание рабочего давления, от атмосферного до 4 ГПа, продолжалось 3 с. С целью стабилизации состава и устранения возможных микроструктурных неоднородностей образцы подвергались изотермическому отжигу на воздухе в течение 18 ч при температуре 730 °С.

Сингонию и параметры кристаллической решетки определяли на основе полнопрофильного анализа дифрактограмм ДРОН-3М в Cu K_α -излучении при комнатной температуре. Дифракционное отражение записывали с шагом сканирования 0,02 градуса. Время позиционирования в точке составляло 2 с. Анализ и уточнение рентгеновских данных выполнены методом Ритвельда с использованием программного обеспечения JANA2006 [8]. Параметры элементарной ячейки и рентгеновскую плотность устанавливали с точностью $\pm 0,0001$ Å и $\pm 0,01$ г/см³ соответственно. Частотные зависимости величин относительных диэлектрических проницаемостей $\epsilon_1(f)$ и значений тангенсов углов диэлектрических потерь $\text{tg}\delta_\epsilon(f)$ измеряли методом диэлектрической спектроскопии [9] в пределах низких частот (НЧ) $f=10^6$ Гц и высоких (ВЧ) частот $f=8,15\text{--}12,05$ ГГц при комнатной температуре. Точность определения $\epsilon_1(f)$ и $\text{tg}\delta_\epsilon(f)$ не превышает 3 и 5% для НЧ и 5 и 15% для ВЧ диапазонов соответственно. Измерения $\epsilon_1(f)$ и $\text{tg}\delta_\epsilon(f)$ в НЧ-диапазоне проводили с использованием графитового порошка, равномерно нанесенного по всей поверхности обоих оснований цилиндрических образцов диаметром $d=8$ мм и высотой $h=2\text{--}3$ мм.

Результаты и обсуждение

Структура образцов. Установлено, что частичное замещение катионов висмута катионами редкоземельных элементов приводит к стабилизации кристаллической структуры. По данным рентгеноструктурного анализа, составы $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$ ($\text{R}=\text{La, Nd, Sm, Gd, Dy, Er}$) кристаллизуются в ромбоэдрической структуре (пространственная группа $R3c$). Отсутствие следов исходных оксидов свидетельствует об их полной полиморфной трансформации. Результаты полнопрофильного анализа рентгенограмм, представленные в табл. 1, подробно описаны в работе [6]. Полу-

Состав	Параметры структуры и критерии фитинга					
	a (Å)	c (Å)	V (Å ³)	GOF	Rp (%)	Rwp (%)
Bi _{0,90} La _{0,10} FeO ₃	5,6080	13,7154	373,6	1,16	8,21	12,11
Bi _{0,90} Nd _{0,10} FeO ₃	5,5698	13,7933	370,6	1,16	17,29	24,96
Bi _{0,90} Sm _{0,10} FeO ₃	5,5850	13,7656	371,9	1,28	11,98	17,09
Bi _{0,90} Gd _{0,10} FeO ₃	5,5642	13,8053	370,2	1,07	13,09	19,64
Bi _{0,90} Dy _{0,10} FeO ₃	5,5567	13,8239	369,7	1,01	9,66	13,29
Bi _{0,90} Er _{0,10} FeO ₃	5,5423	13,8469	368,4	1,32	16,00	20,79

Таблица 1. Параметры кристаллических элементарных ячеек составов Bi_{0,90}R_{0,10}FeO₃ (R=La, Nd, Sm, Gd, Dy, Er), восстановленные по методу Ритвельда [6]

ченные параметры элементарной кристаллической ячейки хорошо согласуются с литературными данными [5]. Тенденция изменения данных показателей в зависимости от состава – монотонное уменьшение, в том числе радиуса замещающего редкоземельного R-катиона. Небольшое различие величин параметров решеток, полученных разными авторами, объясняется использованием различных методов и условий синтеза образцов.

Диэлектрические свойства. На рис. 1 представлены диэлектрические спектры образцов составов Bi_{0,90}R_{0,10}FeO₃. В диапазоне частот 1–10¹⁰ Гц для них характерны релаксационного типа спектральные зависимости действительных компонент диэлектрической проницаемости $\epsilon_1(f)$ и тангенсов углов диэлектрических потерь

$\text{tg}\delta_\epsilon(f) = \epsilon_2(f) / \epsilon_1(f)$. В формировании диэлектрического отклика на низких частотах участвуют все возможные в данных материалах механизмы диэлектрической поляризации (ДП). В ионных оксидных кристаллах на низких ($f < 10^{10}$ Гц) относительно оптических частотах могут действовать несколько таких механизмов: перескоки электронов между одинаковыми кристаллографическими положениями, занятыми ионами одного типа, но разной валентности; поляризация между слоями и между зернами, связанная с миграцией и накоплением слабосвязанных носителей на структурных неоднородностях, дефектах и границах зерен; тепловая ионная поляризация; ориентационная поляризация постоянных диполей; поляризация, связанная с релаксацией стенок сегнетоэлектрических доменов.

Величины действительных компонент диэлектрической проницаемости в низкочастотном ($f=1$ Hz) пределе, измеренных при 293К, составляют от 102 (Bi_{0,90}Er_{0,10}FeO₃) до 170 единиц (Bi_{0,90}La_{0,10}FeO₃) и обусловлены в основном процессами, связанными с миграцией носителей заряда и их накоплением на структурных несовершенствах и неоднородностях, которые всегда имеют место в реальных поликристаллических образцах и способны существенно влиять на диэлектрические свойства материалов. Высокие значения ϵ_1 могут быть обусловлены также низкой пористостью, которая приводит к увеличению эффективной площади контакта между кристал-

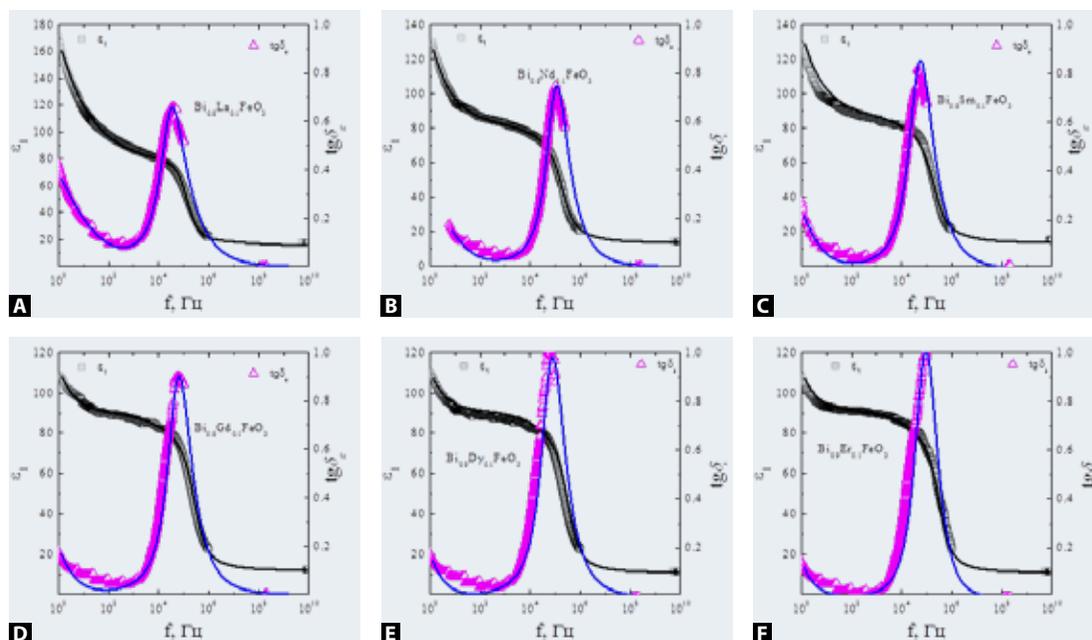


Рис. 1. Экспериментальные (точки) и модельные (линии) частотные зависимости действительных компонент диэлектрической проницаемости и тангенсов угла диэлектрических потерь образцов Bi_{0,90}R_{0,10}FeO₃ (R = La, Nd, Sm, Gd, Dy, Er)

литами. Наиболее сильная дисперсия ϵ_1 , выражающаяся в ее уменьшении, происходящем с ростом частоты, наблюдается в диапазоне 10^5 – 10^7 Гц. Величина действительной компоненты диэлектрической проницаемости в высокочастотном пределе $\epsilon_{вч}$, определенная на частоте 10^{10} Гц, изменяется от 10 ($\text{Bi}_{0,90}\text{Er}_{0,10}\text{FeO}_3$) до 15 ($\text{Bi}_{0,90}\text{La}_{0,10}\text{FeO}_3$) ед. Величина тангенса угла диэлектрических потерь монотонно уменьшается с увеличением частоты, а в интервале $(0,10 - 1,00) \times 10^{10}$ Гц данная характеристика частотно независима. Во всех составах, вплоть до частоты 10^8 Гц, не достигается установившееся значение ϵ_1 , которое можно было бы рассматривать как вклад, обусловленный электронной и ионной поляризациями. Это объясняется тем, что в данном диапазоне еще присутствуют релаксационные механизмы ДП.

Модельные спектры, достаточно хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, могут быть описаны соотношениями [6, 10]:

$$\epsilon_1 = \epsilon_{вч} + \frac{(\epsilon_s - \epsilon_{вч})[1 + (\omega\tau_1)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha/2)]}{1 + 2(\omega\tau_1)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha/2) + (\omega\tau_1)^{2(1-\alpha)}} + \frac{(\epsilon_{s1} - \epsilon_{вч1})[1 + (\omega\tau_2)^\gamma \sin(\pi\gamma/2)]}{1 + 2(\omega\tau_2) \sin(\pi\gamma/2) + (\omega\tau_2)^{2\gamma}} + \frac{\sigma_1}{\epsilon_0 \omega^{\beta_1}} \quad (1)$$

и

$$\epsilon_2 = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_{вч})(\omega\tau_1)^{1-\alpha} \cos(\pi\alpha/2)}{1 + 2(\omega\tau_1)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha/2) + (\omega\tau_1)^{2(1-\alpha)}} + \frac{(\epsilon_{s1} - \epsilon_{вч1})(\omega\tau_2)^\gamma \cos(\pi\gamma/2)}{1 + 2(\omega\tau_2) \sin(\pi\gamma/2) + (\omega\tau_2)^{2\gamma}} + \frac{\sigma_2}{\epsilon_0 \omega^{\beta_2}} \quad (2),$$

где ϵ_s – статическая проницаемость, $\epsilon_{вч}$ – ее высокочастотный предел, σ_1 , σ_2 – электрическая проводимость. Параметры α характеризуют распределения времен релаксации τ_1 , определяемые в первом приближении из условия: $\omega_{\max} \cdot \tau_1 = 1$, где ω_{\max} – частота, соответствующая максимуму $\text{tg}\delta_\epsilon$. Второе и третье слагаемые представляют собой математические выражения, описывающие модель Дебая с распределениями времен релаксации соответственно Коула-Коула и Коула-Дэвидсона [11, 12], и моделируют релаксационное поведение диэлектрических функций в разных частотных интервалах. Механизм поляризации, связанный со вторым слагаемым (1), представляется возможным связать с перескоковым механизмом обмена валентностями $\text{Fe}^{2+} \leftrightarrow \text{Fe}^{3+}$, который проявляется в диапазоне от 10^4 до 10^7 Гц [13]. Третье слагаемое

в (1) описывает релаксационный механизм ДП, природа которого не выяснена. Вероятный механизм в области частот $f < 10^4$ Гц – движение стенок магнитных доменов [14]. Возможна также интерпретация поведения диэлектрической проницаемости в данном случае в рамках модели несобственной сегнетоэлектрической поляризации [15]. В низкочастотном пределе, который описывается последним слагаемым в (1), большие величины $\text{tg}\delta_\epsilon$ обусловлены вкладами квазисвободных носителей электрического тока, то есть диэлектрические потери связаны с проводимостью в соответствии с моделями Максвелла-Вагнера и Купса.

Использование выражений (1) и (2) позволяет получить модельные спектры, отличающиеся от экспериментальных на величины, меньшие погрешностей эксперимента во всем интервале частот. Участок дисперсии ϵ_1 на частотах от 10^3 до 10^6 Гц возможно связать с механизмом обмена валентностями, реализуемым в процессе перескоков электронов между ионами железа $\text{Fe}^{2+} / \text{Fe}^{3+}$ разной валентности, занимающими октаэдрические положения в структуре перовскита. Увеличение частоты влечет за собой уменьшение диэлектрической проницаемости вследствие снижения количества диполей, способных следовать за быстрыми изменениями полярности приложенного переменного электрического поля. Дальнейшая дисперсия проницаемости выражается в уменьшении величин ϵ_1 , происходящем с ростом частоты и переходом к установившимся значениям, обусловленным упругими электронной и ионной поляризациями и равным 9,1–15,2 ед. при частоте 10^8 Гц, выше которой вплоть до частоты 10^{10} Гц все образцы показывают частотно-независимое поведение диэлектрических функций.

На основании моделирования по соотношениям (1) и (2) диэлектрических спектров получены параметры моделей, приведенные на рис. 2. Величины времен релаксации $\tau_2 = 1,1 \times 10^{-5}$ секунд, разброс значений которых определяется параметром γ , изменяющимся от 0,295 ($\text{Bi}_{0,90}\text{Lu}_{0,10}\text{FeO}_3$) до 0,132 ($\text{Bi}_{0,90}\text{La}_{0,10}\text{FeO}_3$) ед. Характеризующий распределение времен релаксации τ_1 параметр $\alpha = 0,01$. Как видно, получены практически линейные зависимости для всех параметров моделей, в том числе диэлектрических функций. В пользу предположения об этом косвенно служат рассчитанные в работе [6] показатели и объемы элементарных ячеек $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$. У разных авторов величины параметров кристаллических реше-

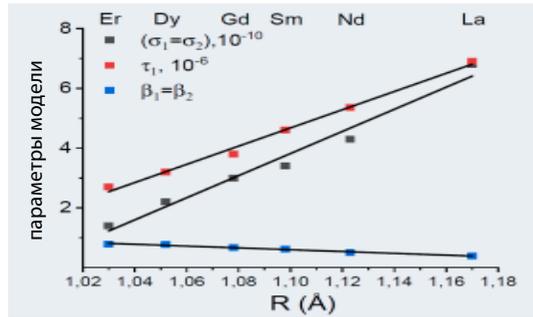
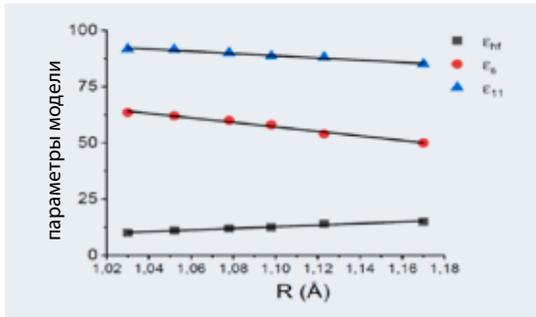


Рис. 2. Зависимости параметров модельных спектров образцов $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$ ($R = \text{La, Nd, Sm, Gd, Dy, Er}$) от величины радиуса R-катиона

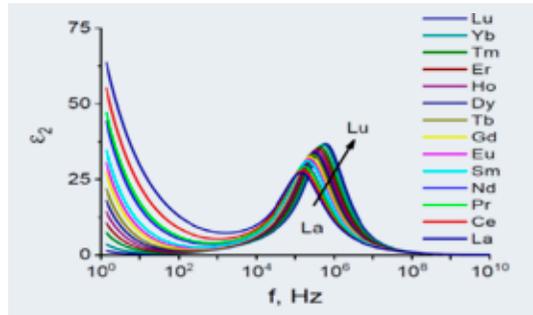
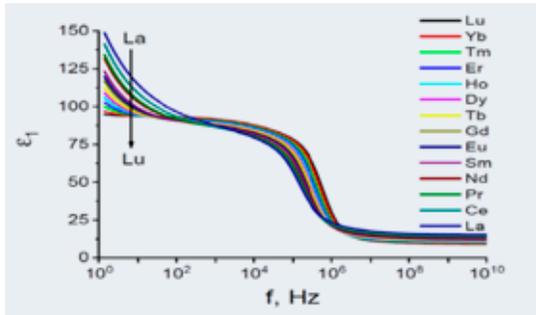


Рис. 3. Модельные частотные зависимости действительной (ϵ_1) и мнимой (ϵ_2) компонент диэлектрической проницаемости образцов $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$ ($R = \text{Lu-La}$)

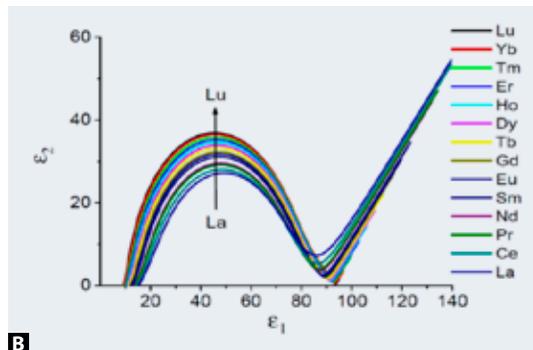
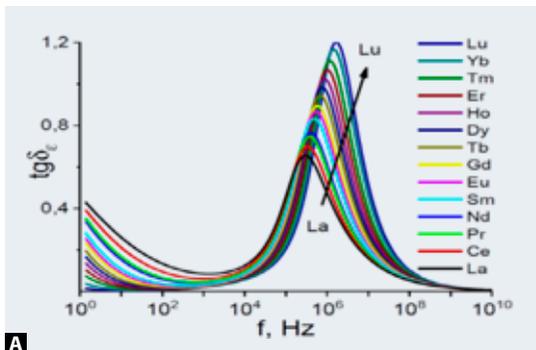


Рис. 4. Модельные частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg} \delta_\epsilon$) и диаграммы Коула-Коула, построенные для модельных спектров действительной (ϵ_1) и мнимой (ϵ_2) компонент комплексной диэлектрической проницаемости образцов $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$ ($R = \text{Lu-La}$)

ток несколько отличаются, что объясняется различием условий синтеза, но динамика поведения в зависимости от типа редкоземельного R-катиона, то есть монотонное снижение этих величин от La к Lu, одинаковая. На основании результатов аппроксимации данных, представленных на рис. 1 линейными зависимостями $y = a + b \cdot x$ ($x = r$ – радиус R-иона), восстановлены параметры модельных спектров для составов $\text{Bi}_{0,90}\text{R}_{0,10}\text{FeO}_3$ ($R = \text{Ce-Lu}$) и рассчитаны зависимости (рис. 3).

Наличие разновалентных катионов Fe^{3+} и Fe^{2+} , занимающих эквивалентные кристаллографические положения, приводит к образованию диполей, вращение и смещение которых вызывает ориентационную поляризацию. Инерционность данного механизма приводит к ее уменьшению с увеличением частоты воздействия внешнего электрического поля. Согласно результатам рас-

чета, при высоких частотах величины тангенсов угла диэлектрических потерь снижаются от 0,02 во всех исследуемых образцах. Дисперсия величин потерь в диапазоне 10^5-10^7 Hz отображает релаксационное поведение компонент диэлектрической проницаемости при отставании отклика диполей на изменение знака приложенного переменного электрического поля. В низкочастотном пределе высокоомные границы зерен затрудняют процессы поляризации, связанные с перемещением зарядов, и диэлектрические потери возрастают. Частотные зависимости компонент диэлектрической проницаемости имеют вид, характерный для соединений с полидисперсной релаксацией дебаевского типа. Это может быть объяснено наличием механизмов ДП с распределением времен релаксации, как видно на рис. 4B, на котором изображены диаграммы Коула-Коула.

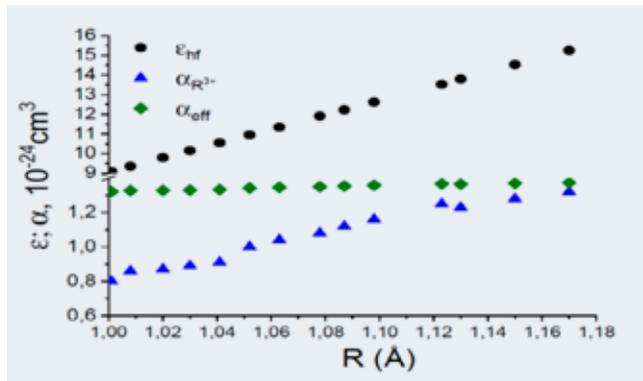


Рис. 5. Зависимости величин экспериментальных (Exp) и рассчитанных (Calc) высокочастотных пределов действительных компонент диэлектрической проницаемости (ϵ_{Hf}), поляризуемостей ($\alpha_{R^{3+}}$) и (α_{eff}) от ионного радиуса R-катионов [16]

В области низких частот величина диэлектрической проницаемости маскируется за счет шунтирующего влияния проводимости вещества. Интенсивность электронного обмена структурно зависима и определяется степенью перекрытия электронных орбиталей O-2p и Fe-3d, которая коррелирует с изменениями величин валентных углов Fe-O-Fe и длин межионных связей Fe-O, La(R) – O. Относительно небольшое увеличение длин La(R) – O и сокращение длин La(R) – O, а также значений радиусов R-катионов вызывает уменьшение величин валентных углов, что приводит к убавлению перекрытия электронных орбиталей и снижению величины проводимости. Вместе с тем внутренние структурные искажения в образцах, связанные с наклоном (tilting) октаэдров FeO₆, увеличиваются, что может приводить к росту величины проводимости переменного тока, в основном в составах с R-катионами большого радиуса. Оба механизма взаимосвязаны и сложным образом влияют на изменение этого показателя, который на низких частотах оказывает шунтирующее действие и затрудняет интерпретацию результатов измерения диэлектрических функций, несмотря на частичную взаимную компенсацию вкладов в проводимость, обусловленных наличием двух типов (вращений и наклонов кислородных октаэдров по отношению к центральному La(R)-катионам) структурных искажений.

В формировании величины диэлектрической проницаемости в области высокочастотного предела участвуют ионный и электронный механизмы диэлектрической поляризации, резонанс-

ные частоты которых относятся к оптическому диапазону спектра электромагнитных волн. Низкочастотные механизмы ДП, учтенные при моделировании диэлектрических функций, элиминируются при столь высоких частотах. Анализ структурных данных свидетельствует о том, что величины постоянных решеток образцов систематически варьируются из-за эффекта 4f-сжатия, однако структурные факторы слабо чувствительны к содержанию состава. Данное обстоятельство дает основание предполагать, что диэлектрические свойства будут в большей степени определяться различием величин поляризуемостей замещающих редкоземельных элементов R-катионов и анионов O²⁻, чем изменением параметров кристаллических ячеек составов. При замещении в BiFeO₃ катионов висмута изовалентными R-катионами величина диэлектрической проницаемости уменьшается. Результаты расчета электронных поляризуемостей $\alpha_{R^{3+}}$ катионов [16, 17] свидетельствуют об их монотонном росте при увеличении значений ионных радиусов. Максимальная поляризуемость у катионов La³⁺, минимальная – у Bi³⁺ ($1,38 \cdot 10^{-24}$ см³).

Для всех составов рассчитаны эффективные поляризуемости $\alpha_{eff} = (0,9 \cdot \alpha_{Bi3} + 0,10 \cdot \alpha_{R3+})$, величины которых возрастают с увеличением радиуса R-катиона. Зависимости от типа R-катиона величин действительных компонент диэлектрической проницаемости, рассчитанных в высокочастотном пределе, приведены на рис. 5. Там же изображены зависимости величин электронных поляризуемостей R-катионов и эффективных поляризуемостей катионов, рассчитанные на основании данных, представленных в работе [16]. Замещение катионов Bi³⁺ изовалентными R³⁺-катионами приводит к уменьшению α_{eff} катион-замещенных составов по отношению к номинально стехиометрическому BiFeO₃, но также к увеличению значений действительных компонент диэлектрической проницаемости в высокочастотном пределе.

Изменение составов катионных подрешеток в значительной мере влияет на обменные взаимодействия между подрешетками R(Bi)-O-R(Bi) и внутри подрешеток Fe-O-Fe. От длины связей R-O, а также Fe-O зависит снижение устойчивости кристаллической решетки: угол наклона октаэдров возрастает с увеличением радиуса R-катиона, и, как следствие, меняется величина валентного угла Fe-O-Fe. Длины связей R-O и углы Fe-O-Fe становятся меньше с уменьшением радиуса R катиона замещения.

Заклучение

Исследованы диэлектрические свойства составов катион-замещенного феррита висмута $\text{Bi}_{0.90}\text{R}_{0.10}\text{FeO}_3$ ($\text{R}=\text{La}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Er}$). На основании анализа этих свойств, полученных в результате эксперимента, выполнено моделирование диэлектрических функций в диапазоне частот $1\text{--}10^{10}$ Гц с учетом механизмов поляризации, связанных с миграцией слабосвязанных (квазисвободных) носителей зарядов и их накоплением на границах зерен и перескоками электронов между катионами железа (Fe^{2+} и Fe^{3+}) разной валентности, занимающими эквивалентные кристаллографические положения. В рамках модели Максвелла-Вагнера с использованием теории Купса изучено поведение релаксационного типа частотных зависимостей компонент комплексной диэлектрической проницаемости образцов в различных спектральных интервалах, выделены виды и механизмы их диэлектрической поляризации, связанные с движением носителей заряда внутри кристаллитов и их накоплением на границах зерен, а также миграцией квазисвободных носителей заряда на расстояния, превышающие параметр кристаллической решетки. Изучено поведение параметров модели в зависимости от типа R-катиона. Полученные результаты могут применяться как при исследованиях диэлектрических свойств подобных соединений, так и при синтезе новых изоструктурных материалов, содержащих в своем составе катионы редкоземельных элементов, с заданными физическими свойствами. 

Работа выполнена при финансовой поддержке
Белорусского республиканского фонда
фундаментальных исследований (проект №Т22УЗБ-045).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. W. Eerenstein, N. Mathur, J.F. Scott. Multiferroic and magnetoelectric material // Nature. 2006. Vol. 442 (17). P. 759–765.
2. G. Catalan, J.F. Scott. Physics and Applications of Bismuth Ferrite // Advanced Materials. 2009. Vol. 21. P. 2463–2485.
3. D.C. Arnold. Composition-driven structural phase transitions in rare-earth-doped BiFeO₃ ceramics: a review // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2015. Vol. 62. P. 62–82.
4. И. И. Макоед, А. Ф. Ревинский. Особенности эволюции магнитных свойств феррита висмута, модифицированного катионами редкоземельных элементов // Физика твердого тела. 2015. Т. 57, вып. 9. С. 1742–1747.
5. Karthik T., Rao T.D., Srinivas A., Asthana S. A-Site Cation disorder and Size variance effects on the physical properties of multiferroic BiO. 9REO. 1FeO₃ Ceramics (RE = Gd³⁺, Tb³⁺, Dy³⁺) // arXiv preprint. 2012. arXiv:1206.5606. P. 1–12.
6. I.I. Makoed [et al.]. Predicted model of magnetocaloric effect in BiFeO₃-based multiferroics // Solid State Sciences. 2019. Vol. 95.
7. I.I. Makoed, A.A. Amirov, N.A. Liedienov, A.V. Pashchenko, K.I. Yanushkevich, D.V. Yakimchuk, E. Yu. Kaniukov. Evolution of structure and magnetic properties in EuxBi_{1-x}FeO₃ // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2019. Vol. 489. P. 165–379.
8. V. Petříček, M. Dušek, L. Palatinus. Crystallographic Computing System JANA2006: General features // Zeitschrift für Kristallographie. 2014. Vol. 229(5). P. 345–352.
9. D.D. Tatarchuk, V.I. Molchanov, V.M. Pashkov, A.S. Franchuk. Microwave dielectric measurement methods on the base of the composite dielectric resonator // 2015 IEEE 35th Intern. Conferen. Electron. Nanotechn. ELNANO. Kyiv, Ukraine. 2015. P. 231–234.
10. K. Majhi, B.S. Prakash, K.B.R. Varma. Extreme values of relative permittivity and dielectric relaxation in Sr₂SbMnO₆ ceramics // Journal of Physics D: Applied Physics. 2007/ Vol. 40. P. 7128–7135.
11. K.S. Cole, R.H. Cole. Dispersion and absorption in dielectrics I. Alternating current characteristics // Journal of Chemical Physics. 1941. Vol. 9. P. 341–351.
12. D.W. Davidson, R.H. Cole. Dielectric relaxation in glycerol, propylene glycol, and nPropanol // Journal of Chemical Physics. 1951. Vol. 19. P. 1484–1490.
13. R. Andoulsi-Fezei, N. Sdiri, K. Horchani-Naifer, M. Ferid. Effect of temperature on the electrical properties of lanthanum ferrite, Spectrochimica Acta, Part A // Molecular and Biomolecular Spectroscopy. 2018. Vol. 205. P. 214–220.
14. W. Wang [et al.]. Magnetic domain-wall induced ferroelectric polarization in rare-earth orthoferrites AFeO₃ (A = Lu, Y, Gd): first-principles calculations // Journal of Materials Chemistry. 2019. Vol. 7. P. 10059–10065.
15. V.V. Triguk, I.I. Makoed, A.F. Ravinski. Electronic structure and improper electric polarization of samarium orthoferrite // Physics of the Solid State. 2016. Vol. 58. P. 2443–2448.
16. X. Zhao, X. Wang, H. Lin, Z. Wang. Electronic polarizability and optical basicity of lanthanide oxides // Physica B. 2007. Vol. 392. P. 132–136.
17. M.I. Danilkevitch, I.I. Makoed. Dielectric Properties of Spinel, Garnet and Pe-rovskite Oxides // Physica Status Solidi (B). 2000. Vol. 222. P. 541–551.

Петр Витязь,

начальник Управления
аэрокосмической деятельности
аппарата НАН Беларуси,
академик

Валерий Федосюк,

генеральный директор НПЦ
НАН Беларуси
по материаловедению,
член-корреспондент

Игорь Макоед,

доцент кафедры общей
и теоретической физики физико-
математического факультета
Брестского государственного
университета им. А.С. Пушкина,
кандидат физико-
математических наук

Жавахир Шерматов,

ученый секретарь Института
материаловедения
НПО «Физика-Солнце» Академии наук
Республики Узбекистан,
кандидат технических наук

Мухаммад-Султанхан Пайзуллаханов,

заведующий лабораторией Института
материаловедения
НПО «Физика-Солнце» Академии наук Республики
Узбекистан, доктор наук

Алена Живулько,

старший научный сотрудник лаборатории физики
магнитных материалов НПЦ НАН Беларуси
по материаловедению, кандидат физико-
математических наук

Казимир Янушкевич,

главный научный сотрудник лаборатории физики
магнитных материалов НПЦ НАН Беларуси
по материаловедению,
доктор физико-математических наук