

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{FeO}_3$ С. С. Аплеснин, А. А. Остапенко, В. В. Кретинин,
А. М. Панасевич, А. И. Галяс, К. И. ЯнушкевичНаучно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению
220072, Беларусь, г. Минск, ул. П. Бровки, 19
E-mail: kretin@mail.ru

Исследуются мультиферроики на основе BiFeO_3 с пространственно-модулированной антиферромагнитной структурой. Мультиферроики на основе BiFeO_3 широко и интенсивно исследуются как модельные объекты для исследования механизма взаимодействия между электрической и магнитной подсистемами, так и для возможного использования их в спиновой электронике. Возможность электрического управления намагниченностью материала при комнатной температуре представляет интерес с точки зрения его использования в элементах компьютерной памяти с электрической записью и магнитным считыванием. Цель работы – определить изменение магнитоэлектрического взаимодействия в результате варьирования антисимметричного обмена при замещении висмута лантаном, исследовать механизм низкотемпературных и высокотемпературных аномалий диэлектрической проницаемости при замещении висмута лантаном, установить магнитоэлектрические свойства неупорядоченной системы со случайным распределением константы магнитоэлектрической связи. На пленках $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ проведены измерения диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь в области температур $100\text{ K} < T < 1000\text{ K}$ без магнитного поля и в магнитном поле $B = 0,8\text{ Тл}$. Определена температурная зависимость реальной части диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь на частоте 10^5 Гц . При приближении к сегнетоэлектрическому переходу резко возрастает диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери. При температуре $T_1 = 835\text{ K}$, возможно, происходят изменения в кристаллической структуре, связанные с переходом в орторомбическую фазу. В окрестности магнитного фазового перехода аномалий в температурном поведении диэлектрической проницаемости не найдено. Замещение висмута лантаном приводит к небольшому увеличению магнетоемкости по сравнению с чистым BiFeO_3 . Магнетоемкость увеличивается во внешнем электрическом поле смещения, проходит через максимум и падает с ростом температуры.

Ключевые слова: мультиферроики, магнетоемкость, релаксация, диэлектрическая проницаемость.

Vestnik SibGAU
2014, No. 3(55), P. 192–197**DIELECTRIC PROPERTIES OF $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{FeO}_3$ THIN FILMS**S. S. Aplesnin, A. A. Ostapenko, V. V. Kretinin,
A. M. Panasevich, A. I. Galyas, K. I. YanushkevichScientific-Practical Materials Research Center NAS
19, P. Brovki St., Minsk, Belarus, 220072
E-mail: kretin@mail.ru

Multiferroics on the basis of BiFeO_3 with spatially-modulated anti-ferromagnetic structure were investigated. The compounds BiFeO_3 widely and intensively are investigated as model objects for research of the mechanism of interaction between electric and magnetic subsystems, and for their possible use in spin electronics. Possibility of electric management of magnetization of a material at a room temperature is of interest from the point of view of its use in elements of computer memory with electric record and magnetic reading. The purpose of the investigation is to define the change in magnetoelectric interaction as a result of a variation of an antisymmetric exchange and to investigate the mechanism of low-temperature and high-temperature anomalies of dielectric permeability at bismuth replacement by lanthanum. It's important to establish magnetoelectric properties of disorder system with random distribution of a constant of magnetoelectric interaction. On films of $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ measurements of dielectric permeability, a tangent of angle of losses in the range of temperatures $100\text{ K} < T < 1000\text{ K}$ without magnetic field and in a magnetic field of $B=0.8\text{ T}$ are carried out. The temperature dependences of a real part of dielectric permeability and a tangent of losses angles at a frequency of 10^5 Hz are defined. At approach to ferroelectric transition dielectric permeability and dielectric losses are sharply increased. At a temperature 835 K the changes in crystal structure

attributed to transition from rhombohedral to the orthorhombic phase was found. In the vicinity of magnetic phase transition the anomalies in temperature behavior of dielectric permeability are absent. Bismuth replacement by lanthanum leads to small increase in magnetocapacity, in comparison with pure BiFeO₃. Magnetocapacity increases in external electric field, passes through a maximum and falls with growth of temperature.

Keywords: multiferroics, magnetocapacitance, relaxation, permittivity.

Введение. В настоящее время большое внимание уделяется исследованию материалов с сильной взаимосвязью между электрическими и магнитными свойствами в связи с практическим интересом создания элементарной базы микроэлектроники [1; 2]. Мультиферроики на основе BiFeO₃ широко и интенсивно исследуются как модельные объекты для исследования механизма взаимодействия между электрической и магнитной подсистем, так и для возможного использования их в спиновой электронике [3]. Сосуществование магнитной и сегнетоэлектрической подсистем предполагает взаимодействие между ними. В средах с магнитным и электрическим упорядочением, помимо линейного эффекта, можно ожидать нелинейных эффектов более высокого порядка по электрическому и магнитному полю (квадратичных, кубических), а также переключения электрической поляризации магнитным полем [4] и, наоборот, переключения намагниченности электрическим полем [5].

Обширную группу мультиферроиков образуют среды с неоднородным распределением магнитного параметра порядка. Период пространственной модуляции намагниченностей подрешёток в таких веществах может на несколько порядков превосходить размер элементарной ячейки. В таких веществах имеют место МЭ-взаимодействия и другого неоднородного типа [6], описываемые линейными по электрической поляризации инвариантами. Неоднородное МЭ-взаимодействие проявляется в виде пространственно-модулированных спиновых структур, наведённых электрической поляризацией.

Двухионный механизм использует зависимость обменных взаимодействий (изотропного гейзенберговского [7] и антисимметричного Дзялошинского–Мория (D[S₁ × S₂]) [8]) от координат магнитных ионов и промежуточных лигандов (например кислорода). Смещение иона лиганда приводит к изменению величины вектора Дзялошинского, что влечёт за собой сдвиг антиферромагнитных подрешёток. Возможен и обратный эффект: возникновение поляризации под действием магнитного поля. Антисимметричный обмен Дзялошинского–Мория ответственен также за наблюдаемую в спиральных мультиферроиках взаимосвязь спиновых циклоид и электрической поляризации.

Электрическая поляризация может возникнуть в результате образования доменных границ, которые могут рассматриваться как фрагменты магнитных спиралей, и к ним может быть применена та же идеология спинового флексоэлектричества, что и для «спиральных» мультиферроиков. Прямым следствием этого является электрическая поляризация доменных границ и возможность управления ими с помощью электрического поля [9]. Сегнетоэлектрические доменные границы и магнитные доменные границы

в мультиферроиках оказываются взаимосвязанными [10]. Одним из возможных механизмов такой связи в мультиферроиках является флексомагнитоэлектрический эффект. Скачок электрической поляризации на границах сегнетоэлектрических доменов должен приводить к скачку пространственной производной от магнитного параметра порядка [11], что проявляется в виде неоднородностей в магнитной структуре на границах. Если в материале сосуществуют магнитная (антиферромагнитная) и сегнетоэлектрическая доменные структуры, то указанный эффект может проявляться в виде пиннинга (закрепления) магнитных доменных границ на сегнетоэлектрических доменных границах [12].

Образование потенциального барьера вблизи границы приводит к повышению концентрации носителей заряда, к уменьшению ширины запрещённой зоны в полупроводнике на 3 % (около 0,1 эВ) и к высокой проводимости доменной границы, которую можно «переключать» с помощью электрического поля (изменять её величину более чем на порядок), что позволяет создавать мемристорные устройства.

Спиновая циклоида с периодом около 62 нм [13], лежащая в плоскости, перпендикулярной базисной, и бегущая вдоль одной из трёх осей симметрии второго порядка, обнаружена в феррите висмута BiFeO₃. Причиной возникновения спиновой циклоиды является флексомагнитоэлектрическое взаимодействие. Структура и период циклоиды зависят от температуры, магнитной анизотропии и концентрации примесей [14] и подавляется в больших магнитных полях [15].

Другой тактикой, позволяющей достичь того же эффекта, является замещение атомов висмута редкоземельными ионами. В этом случае отпадает необходимость в слое ферромагнетика, поскольку замещённый состав феррита висмута обладает собственной намагниченностью. Те же управляющие напряжения (10 В) перестраивали магнитную доменную структуру из лабиринтной в полосовую [16]. Возможность электрического управления намагниченностью материала при комнатной температуре представляет интерес с точки зрения его использования в элементах компьютерной памяти с электрической записью и магнитным считыванием.

Относительно небольшие механические напряжения (7 МПа) [1] снимают вырождение в базисной плоскости по направлениям пространственной модуляции, что приводит к повороту плоскости спиновой циклоиды, поэтому вполне естественно ожидать, что большие давления могут привести к разрушению спиновой циклоиды. Свообразным аналогом механического давления может служить частичное замещение ионов кристалла BiFeO₃ примесями, которые варьируют величину магнитоэлектрической связи [17]. Составы на основе феррита висмута можно разбить на две основные группы: с замещением ионов висмута

и с замещением ионов железа. В первом случае используются, как правило, редкоземельные примеси, и по мере увеличения их процентного состава свойства феррита висмута становятся ближе к свойствам, характерным для ортоферритов [18].

Цель работы – определить изменение магнитоэлектрического взаимодействия в результате варьирования антисимметричного обмена при замещении висмута лантаном. Для объемного феррита висмута установлены аномалии физических характеристик при температурах $T_1 = 140$ К и $T_2 = 550$ К, которые связываются с поверхностным фазовым переходом. В этом случае этот переход проявится в тонких пленках и обнаружится в аномалиях диэлектрической проницаемости.

Экспериментальные результаты и обсуждение. На пленках $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ ($x = 0,1$) толщиной 160 нм проведены измерения диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь в области температур $100 \text{ К} < T < 1000 \text{ К}$ без магнитного поля и в магнитном поле $H = 0,8$ Тл. На рис. 1 изображены температурное поведение диэлектрической проницаемости, нормированной на величину проницаемости при $T = 300$ К, и тангенса угла потерь для $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ для состава с $x = 0,1$. Производная $d\varepsilon/dT$ (рис. 1, б) обнаруживает максимум при температуре $T_1 = 583$ К и излом при $T_1 = 835$ К.

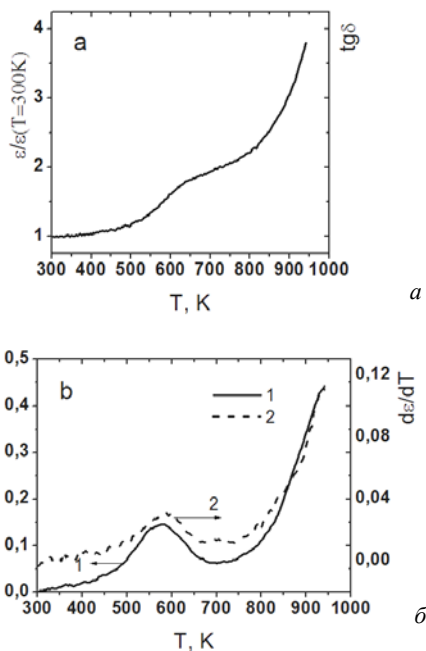


Рис. 1. Диэлектрическая проницаемость, нормированная на величину проницаемости при $T = 300$ К (а), тангенс угла потерь (1), производная диэлектрической проницаемости по температуре (2) (б) для $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ для состава с $x = 0,1$ на частоте 10^5 Гц от температуры

Замещение ионов висмута лантаном приводит к росту температуры Нееля, например от $T_N = 646$ К ($x = 0$) до $T_N = 660$ К ($x = 0,05$) [19]. В объемных образцах BiFeO_3 коэффициент теплового расширения имеет пик при $T = 533$ К и перегиб в температурной зависимости теплоемкости при $T = 540$ К [19], который

связывается со структурным переходом. В результате замещения висмута лантаном в объемных образцах меняется величина обменного взаимодействия с дисперсией распределения локальных обменных полей, что приводит к размытию магнитного фазового перехода и к отсутствию взаимосвязи диэлектрических и магнитных характеристик. Это может быть также связано и с тем, что при структурном переходе меняется тип магнитного порядка от несоразмерной структуры к коллинеарной, что приводит к исчезновению магнитоэлектрического взаимодействия. Рост диэлектрических потерь вызван увеличением радиуса взаимодействия между дипольными моментами через спиновые волны и усилением рассеяния полярных оптических мод. Температурная зависимость тангенса угла потерь приведена на рис. 1, б. При приближении к сегнетоэлектрическому переходу резко возрастает диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери. При температуре $T_1 = 835$ К, возможно, происходят изменения в кристаллической структуре, связанные с переходом в орторомбическую фазу.

В области низких температур также найден максимум в диэлектрической проницаемости при $T = 145$ К и минимум при $T = 220$ К. Диэлектрические потери в образце $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ также максимальны при $T = 145$ К, и существует перегиб в температурной зависимости $\text{tg}\delta(T)$ при $T = 220$ К. Низкотемпературная аномалия в диэлектрических, структурных характеристиках наблюдалась в нанотрубках феррита висмута BiFeO_3 [20] и отсутствует в объемных образцах. Так, меняется наклон частоты Рамановских фононных мод от температуры при $T = 140$ К. Частота фононной моды E типа увеличивается на 14 см^{-1} . Растет диссипация ультразвука, скачок импеданса (который связывается с ростом емкости) при $T = 150$ К, изменение объема элементарной ячейки. Все эти изменения характеристик приписываются поверхностным структурным и магнитным фазовым переходам [21; 22]. Пирозлектрический ток имеет резкий максимум при $T = 150$ К, температура которого смещается в сторону низких температур при охлаждении образца в магнитном поле. Ток индуцирован электронами, расположенными в ловушках. Изменение концентрации электронов фиксируется по асимметрии формы линии ЭПР сигнала. Таким образом, механизм наблюдаемой диэлектрической аномалии в образце $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ обусловлен дelokализацией электронов проводимости в доменных стенках сегнетоэлектрического и магнитного типов. В области температур $150\text{--}200$ К электроны локализируются в потенциальных ямах в доменной границе, где существует повышенная концентрация электронов. В доменной границе сегнетоэлектрического типа электрическое поле равно нулю и электроны свободно двигаются внутри границы. С понижением температуры подвижность электронов падает, и при $T = 145$ К потенциальная энергия превалирует над кинетической энергией, что приводит к локализации электронов и дополнительной поляризации.

На рис. 2 приведены температурные зависимости электроемкости $C(T)$ без поля и в магнитном и электрическом полях. В отсутствие электрического поля смещения емкость (диэлектрическая проницаемость)

монотонно растет при нагревании, причем в магнитном поле емкость увеличивается на 2,5 %. Замещение висмута лантаном привело к росту магнитоёмкости по сравнению с BiFeO_3 [19]. Электрическое поле смещения прикладывалось перпендикулярно плоскости пленки для двух значений напряжений $U = 0,5$ В, $U = 1$ В. В поле смещения $U = 0,5$ В емкость незначительно уменьшается от температуры, проходит через минимум и растет. Температура минимума смещается в сторону высоких температур. Магнитоёмкость $(\epsilon(H) - \epsilon(0)) / \epsilon(0)$ имеет максимум, величина которого в пять раз превышает значение магнитоёмкости без внешнего электрического поля (рис. 2, б). С ростом электрического поля смещения магнитоёмкость уменьшается и исчезает при $T = 430$ К в поле смещения $U = 1$ В.

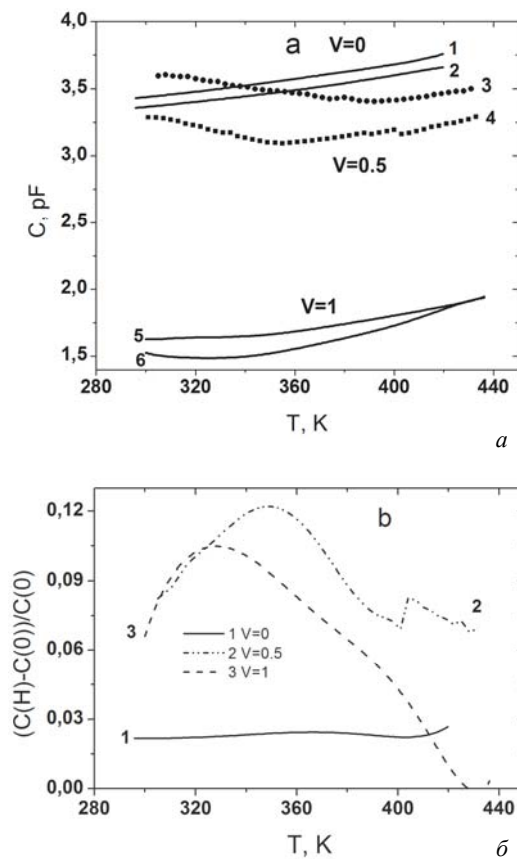


Рис. 2. Емкость $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ на частоте 10^5 Гц от температуры в магнитном поле $H = 0,8$ Тл (1), 0 Тл (2) с $U = 0$, в электрическом поле с напряжением $U = 0,5$ В в поле $H = 0,8$ Тл (3), 0 Тл (4), с $U = 1$ В, $H = 0,8$ Тл (5), 0 Тл (6) (а); относительное изменение емкости в магнитном поле $H = 0,8$ Тл с напряжением смещения $U = 0$ В (1), 0,5 В (2), 1 В (3) (б)

Эти эффекты можно объяснить в модели доменных структур магнитного и сегнетоэлектрического типов. Внешнее электрическое поле перестраивает магнитную структуру из лабиринтной в полосовую с уменьшением плотности доменов и образованием результирующей поляризации. Энергия взаимодействия вектора поляризации с электрическим полем

компенсируется деполяризующим полем. В результате границы доменных стенок фиксируются и при нагревании, достигнув некоторой температуры, начинают двигаться, схлопываться и исчезать. Внешнее магнитное поле приводит к росту вектора электрического смещения за счет магнитоэлектрической связи и, соответственно, к увеличению диэлектрической проницаемости. В больших электрических полях уменьшается плотность доменных стенок и пьезоэлектрическое взаимодействие между ними. Уменьшение упругих деформаций в пленке вызывает понижение магнитоупругого взаимодействия и константы антисимметричного взаимодействия, что может привести к исчезновению магнитоэлектрической связи и эффекта магнитоёмкости.

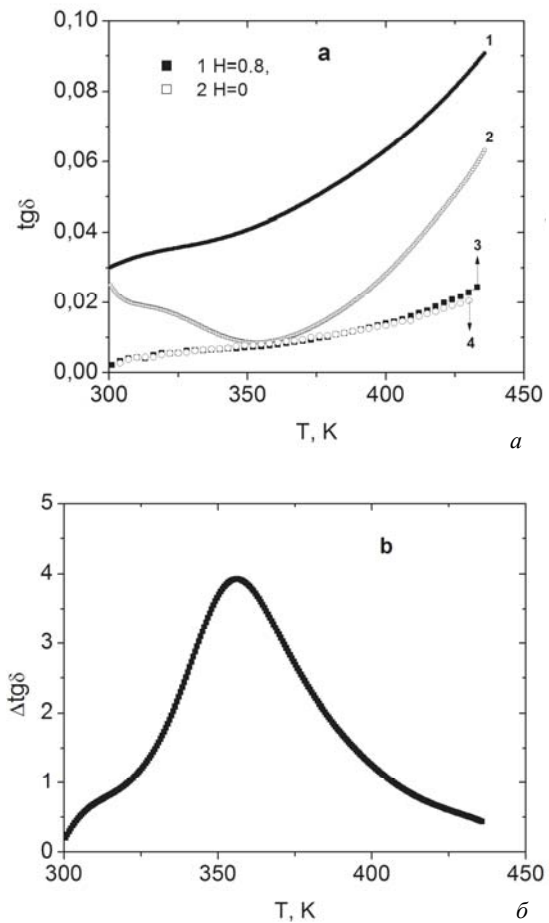


Рис. 3. Тангенс угла диэлектрических потерь на частоте 10^5 Гц от температуры в магнитном поле $H = 0$ (3), 0,8 (4) Тл, $U = 0,5$ В; $H = 0$ (2), 0,8 (1) Тл, $U = 1$ В (а); изменение диэлектрических потерь в магнитном поле $\Delta \text{tg} \delta = (\text{tg} \delta(H) - \text{tg} \delta(0)) / \text{tg} \delta(0)$ с $U = 1$ В (б)

Диэлектрические потери в пленке с напряжением смещения $U = 0,5$ В практически не зависят от внешнего магнитного поля и плавно растут при нагревании (рис. 3, а). В то время как в поле смещения $U = 1$ В диэлектрические потери минимальны при $T = 360$ К и сильно возрастают во внешнем магнитном поле (рис. 3). Относительное изменение потерь в магнитном

поле от температуры имеет максимум и исчезает в области высоких температур (рис. 3, б). Это также объясняется в рамках модели взаимодействия магнитной и электрической подсистем через упругую решетку. Корреляция колебаний доменных стенок осуществляется через доменную область. Чем больше область домена, тем сильнее рассеяние полярных оптических мод на акустических колебаниях решетки и дефектах. В магнитном поле размер домена увеличивается и возрастают диэлектрические потери. Плотность акустических колебаний имеет максимум в окрестности температуры Дебая, которая для BiFeO_3 имеет величину 340 К [23]. Температура максимума диэлектрических потерь находится вблизи температуры Дебая.

Заключение. В твердом растворе $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$ обнаружены максимумы в диэлектрической проницаемости и в диэлектрических потерях в области низких и высоких температур, которые вызваны локализацией электронов в доменных стенках и структурным переходом в высокотемпературной области. В окрестности магнитного фазового перехода аномалии в температурном поведении диэлектрической проницаемости не найдено. Замещение висмута лантаном приводит к небольшому увеличению магнетности по сравнению с чистым BiFeO_3 . Магнетность увеличивается во внешнем электрическом поле смещения, проходит через максимум и падает с ростом температуры. Изменение тангенса диэлектрических потерь в магнитном поле достигает максимальной величины в области температуры Дебая, что указывает на упругий характер взаимодействия между поляризацией и намагниченностью в твердых растворах $\text{La}_x\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_3$.

Библиографические ссылки

1. Пятаков А. П., Звездин А. К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. 2012. Т. 182, № 6(11). С. 583–620.
2. Звездин А. К., Пятаков А. П. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект мультиферроика // УФН. 2004. Т. 174, № 4. С. 465–470.
3. Eerenstein W., Mathurl N. D., Scott J. F. Multiferroic and magnetoelectric materials // Nature. 2006 Vol. 442. P. 759–765.
4. Попов Ю. Ф. [и др.]. Особенности магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств мультиферроика ферробората самария $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ // ЖЭТФ. 2010. Т. 138, № 2. С. 226.
5. Choi Y. J., Zhang C. L., Lee N., Cheong S-W. Cross-Control of Magnetization and Polarization by Electric and Magnetic Fields with Competing Multiferroic and Weak-Ferromagnetic Phases // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105, № 097201.
6. Fiebig M. Revival of the magnetoelectric effect // J. Phys. 2005. Vol. 38. P. 123–152.
7. Date M., Kanamori J., Tachiki M. Origin of Magnetoelectric Effect in Cr_2O_3 // J. Phys. Soc. Jpn. 1961. Vol. 16, № 12. P. 2589.
8. Kimura T. A. Spiral Magnets as Magnetoelectrics // Rev. Mater. Res. 2007. Vol. 37. P. 387–413.

9. Dzyaloshinskii I. Magnetoelectricity in ferromagnets // Europhys. Lett. 2008. Vol. 83, № 6. 67001.

10. Fiebig M. [et al.]. Observation of coupled magnetic and electric domains // Nature. 2002. Vol. 419. P. 818–820.

11. Gareeva Z. V., Zvezdin A. K. Pinning of magnetic domain walls in multiferroics // Europhys. Lett. 2010. Vol. 91, № 4. 47006.

12. Гареева З. В., Звездин А. К. Влияние магнитоэлектрических взаимодействий на доменные границы мультиферроиков // ФТТ. 2010. Т. 52, № 8. С. 1595.

13. Sosnowska I, Peterlin-Neumaier T, Steichele E. Spiral magnetic ordering in bismuth ferrite // J. Phys. C. 1982. Vol. 15, № 23 4835.

14. Залесский А. В., Звездин А. К., Фролов А. А., Буш А. А. Пространственно-модулированная магнитная структура в BiFeO_3 по результатам исследования спектров ЯМР на ядрах ^{57}Fe // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71, № 11. С. 682–686.

15. Tehranchi M. M., Kubrakov N. F., Zvezdin A. K. Spin-flop and incommensurate structures in magnetic ferroelectrics // Ferroelectrics. 1997. Vol. 204. P. 181.

16. Palkar V. R., Prashanthi K. Observation of magnetoelectric coupling in $\text{Bi}_{0.7}\text{Dy}_{0.3}\text{FeO}_3$ thin films at room temperature // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93, № 13. 132906.

17. Lane W. M., Bandyopadhyay S. Bennett clocking of nanomagnetic logic using multiferroic single-domain nanomagnets // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 173105-1-4.

18. Kadomtseva A. M. [et al.]. High magnetic field investigations of the magnetoelectric effect in magnetic ferroelectrics $(\text{RBi})\text{FeO}_3$ // Ferroelectrics. 1995. Vol. 169, № 1. P. 85–95.

19. Разумовская О. Н. [и др.]. Особенности тепловых, магнитных и диэлектрических свойств мультиферроиков BiFeO_3 и $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ // ФТТ. 2009. Т. 51, № 6. С. 1123–1126.

20. Jarrier R. [et al.]. Surface phase transitions in BiFeO_3 below room temperature // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85, No. 184104.

21. Singh M. K., Katiyar R. S., and Scott J. F. Critical phenomena at the 140 and 200 K magnetic phase transitions in BiFeO_3 // J. Phys: Condens. Matter. 2008. Vol. 20, № 32. 252203.

22. Singh M. K. [et al.]. Spin-glass transition in single-crystal BiFeO_3 // Phys. Rev. 2008. Vol. 77, № 14. 144403.

23. Blaauw C. and van der Woude F. Magnetic and structural properties of BiFeO_3 // J. Phys. C: Solid State Phys. 1973. Vol. 6. P. 1422–1431.

References

1. Pjatakov A. P., Zvezdin A. K. [Magnetoelectric materials and multiferroics]. *Uspehi fizicheskikh nauk*. 2012, vol. 182, no. 6, p. 583–620. (In Russ.)
2. Zvezdin A. K., Pjatakov A. P. [Phase transitions and the giant magnetoelectric effect in multiferroic].

Uspehi fizicheskikh nauk. 2004, vol. 174, no. 4, p. 465–470. (In Russ.)

3. Eerenstein W., Mathur N. D., Scott J. F. Multiferroic and magnetoelectric materials. *Nature.* 2006, vol. 442, p. 759–765.

4. Popov Yu. F., Pyatakov A. P., Kadomtseva A. M., Vorob'ev G. P., Zvezdin A. K., Mukhin A. A., Ivanov V. Yu. [Features of the magnetic, magnetoelectric and magnetoelastic properties of multiferroic ferroborate samarium $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$]. *Zhurnal Eksperimental'noy i Teoreticheskoy Fiziki.* 2010, vol. 138, no. 2, p. 226. (In Russ.)

5. Choi Y. J., Zhang C. L., Lee N., Cheong S-W. Cross-Control of Magnetization and Polarization by Electric and Magnetic Fields with Competing Multiferroic and Weak-Ferromagnetic Phases *Phys. Rev. Lett.* 2010, vol. 105, issue. 097201. doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.097201>.

6. Fiebig M. Revival of the magnetoelectric effect. *J. Phys.* 2005, vol. 38, p. 123–152.

7. Date M., Kanamori J., Tachiki M. Origin of Magnetoelectric Effect in Cr_2O_3 . *J. Phys. Soc. Jpn.* 1961, vol. 16, no. 12, p. 2589.

8. Kimura T. A. Spiral Magnets as Magnetoelectrics. *Rev. Mater. Res.* 2007, vol. 37, p. 387–413.

9. Dzyaloshinskii I. Magnetoelectricity in ferromagnets. *Europhys. Lett.* 2008, vol. 83, no. 6, issue 67001.

10. Fiebig M. et al. Observation of coupled magnetic and electric domains. *Nature.* 2002, vol. 419, p. 818–820.

11. Gareeva Z. V., Zvezdin A. K. Pinning of magnetic domain walls in multiferroics. *Europhys. Lett.* 2010, vol. 91, no. 4, issue 47006.

12. Gareeva Z. V., Zvezdin A. K. [Effect of magnetoelectric interactions at domain boundaries multiferroic]. *Fizika Tverdogo Tela.* 2010, vol. 52, no. 8, p. 1595. (In Russ.)

13. Sosnowska I, Peterlin-Neumaier T, Steichele E. Spiral magnetic ordering in bismuth ferrite *J. Phys. C.* 1982, vol. 15, no. 23, issue 4835.

14. Zalesskij A. V., Zvezdin A. K., Frolov A. A., Bush A. A. [Spatially modulated magnetic structure in BiFeO_3 on the results of investigation of the spectra of nuclear magnetic resonance in ^{57}Fe nuclei]. *Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noy i Teoreticheskoy Fiziki.* 2000, vol. 71, no. 11, p. 682–686. (In Russ.)

15. Tehranchi M. M., Kubrakov N. F., Zvezdin A. K. Spin-flop and incommensurate structures in magnetic ferroelectrics. *Ferroelectrics.* 1997, vol. 204, p. 181.

16. Palkar V. R., Prashanthi K. Observation of magnetoelectric coupling in $\text{Bi}_{0.7}\text{Dy}_{0.3}\text{FeO}_3$ thin films at room temperature. *Appl. Phys. Lett.* 2008, vol. 93, no. 13, issue 132906.

17. Lane W. M., Bandyopadhyay S. Bennett clocking of nanomagnetic logic using multiferroic single-domain nanomagnets. *Appl. Phys. Lett.* 2010, vol. 97, issue 173105, p. 1–4,

18. Kadomtseva A. M. et al. High magnetic field investigations of the magnetoelectric effect in magnetic ferroelectrics $(\text{RBi})\text{FeO}_3$. *Ferroelectrics.* 1995, vol. 169, no. 1, p. 85–95

19. Razumovskaya O. N., Reznichenko L. A., Shilkina L. A., Amirov A. A., Batdalov A. B., Kallaev S. N., Omarov Z. M., Verbenko I. A. [Features thermal, magnetic and dielectric properties of multiferroic BiFeO_3 and $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$]. *Fizika Tverdogo Tela.* 2009, vol. 51, no. 6, p. 1123–1126. (In Russ.)

20. Jarrier R. et al. Surface phase transitions in BiFeO_3 below room temperature. *Phys. Rev. B.* 2012, vol. 85, issue 184104.

21. Singh M. K., Katiyar R. S., and Scott J. F. Critical phenomena at the 140 and 200 K magnetic phase transitions in BiFeO_3 . *J. Phys: Condens. Matter.* 2008, vol. 20, no. 32, issue 252203.

22. Singh M. K., Prellier W., Singh M. P., Katiyar R. S. and Scott J. F. Spin-glass transition in single-crystal BiFeO_3 . *Phys. Rev.* 2008, vol. 77, no. 14, issue 144403.

23. Blaauw C. and van der Woude F. Magnetic and structural properties of BiFeO_3 . *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1973, vol. 6, p. 1422–1431.