



**МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ:
ИСТОРИЯ, СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ
И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ**

А.В. Калгин¹, Е.С. Григорьев¹, З.Х. Граби²

¹Воронежский государственный технический университет
394026 Воронеж, Московский пр., д. 14
Тел.: (473) 246-66-47; факс: (473) 246-32-77; e-mail: grigoryev_eu@mail.ru
²Университет Дияла
Дияла 268, Ирак

Заключение совета рецензентов: 20.02.13 Заключение совета экспертов: 22.02.13 Принято к публикации: 25.02.13

В работе даны краткие сведения об истории и современном состоянии исследований магнитоэлектрического эффекта в кристаллах и композитах и обсуждены возможные будущие разработки на его основе.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, сегнетомагнетик, магнитоэлектрический композит, магнитоэлектрический датчик переменного магнитного поля, магнитоэлектрический трансформатор напряжения, магнитоэлектрическая память.

**MAGNETOELECTRIC EFFECT: HISTORY,
MODERN STATUS OF STUDIES, AND POSSIBLE APPLICATIONS**

A.V. Kalgin¹, E.S. Grigorjev¹, Z.H. Gribе²

Voronezh State Technical University
14 Moscow ave., Voronezh, 394026, Russia
Tel.: (473) 246-66-47; fax: (473) 246-32-77; e-mail: grigoryev_eu@mail.ru
²University of Diyala
Diyala 268, Iraq

Referred: 20.02.13 Expertise: 22.02.13 Accepted: 25.02.13

The paper gives brief information about history and a modern status of studies of the magnetoelectric effect in crystals and composites and discusses possible future devices using the ME effect.

Keywords: magnetoelectric effect, ferroelectromagnetic, magnetoelectric composite, magnetoelectric alternating magnetic field sensor, magnetoelectric voltage transformer, magnetoelectric memory.

Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект был предсказан Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем в 1956 г. [1] и заключается в возникновении поляризации магнетoeлектрика P под действием магнитного поля H (прямой МЭ эффект) или появлении макроскопической намагниченности магнетoeлектрика M под действием электрического поля E (обратный МЭ эффект).

Для магнетoeлектрика, помещенного в однородные электрические и магнитные поля, выражение для свободной энергии F имеет вид

$$F(E, H) = F_0 - P_i^S E_i - M_i^S H_i - \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_{ij} E_i E_j - \frac{1}{2} \mu_0 \mu_{ij} H_i H_j - \alpha_{ij} E_i H_j - \frac{1}{2} \beta_{ijk} E_i H_j H_k - \frac{1}{2} \gamma_{ijk} H_i E_j E_k - \dots, \quad (1)$$

где P^S и M^S – спонтанная поляризация и спонтанная намагниченность соответственно, ϵ_{ij} и μ_{ij} – тензоры диэлектрической проницаемости и тензоры магнитной проницаемости соответственно, ϵ_0 и μ_0 – элек-



трическая и магнитная постоянные соответственно; α_{ij} , β_{ijk} и γ_{ijk} – тензоры МЭ эффектов.

Тогда дифференцирование выражения (1) по электрическому полю E_i и магнитному полю H_i приводит, соответственно, к выражениям для поляризации

$$P_i(E, H) = -\frac{\partial F}{\partial E_i} = P_i^S + \epsilon_0 \epsilon_{ij} E_j + \alpha_{ij} H_j + \frac{1}{2} \beta_{ijk} H_j H_k + \gamma_{ijk} H_i E_j - \dots \quad (2)$$

и для намагничивания

$$M(E, H) = -\frac{\partial F}{\partial H_i} = M_i^S + \mu_0 \mu_{ij} H_j + \alpha_{ij} E_i + \beta_{ijk} E_i H_j + \frac{1}{2} \gamma_{ijk} E_j E_k - \dots \quad (3)$$

В выражениях (2) и (3) видно, что тензор α_{ij} связывает поляризацию с магнитным полем или намагничивание с электрическим полем, то есть является тензором линейного МЭ эффекта. Вместе с тем линейный МЭ эффект дополняется квадратичными МЭ эффектами, которые характеризуются тензорами β_{ijk} и γ_{ijk} [2].

Экспериментальное наблюдение МЭ эффекта в 1960 г. открыло возможности для его практических применений, границы которых к настоящему времени существенно расширились [3].

При изучении прямого МЭ эффекта образец магнетоэлектрика помещают в постоянное H_0 и переменное H_1 магнитные поля и регистрируют генерируемое образцом переменное напряжение U . При изучении обратного МЭ эффекта к образцу магнетоэлектрика прикладывают переменное напряжение U и регистрируют изменение магнитной индукции B образца. Для характеристики величин прямого и обратного МЭ эффектов используют коэффициенты прямого α_E и обратного α_B магнитоэлектрического преобразования

$$\alpha_E = E/H_0 = (U/b)/H_0 \text{ [мВ} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}], \quad (4)$$

$$\alpha_B = B/E = B/(U/b) \text{ [Гс} \cdot \text{см} \cdot \text{В}^{-1}], \quad (5)$$

где E – электрическое поле и b – толщина образца.

Цель работы – довести до широкого круга читателей результаты исследований МЭ эффекта в кристаллах и композитах и продемонстрировать возможности его использования в устройствах электроники нового поколения.

Магнитоэлектрический эффект в кристаллах

В 1959 г. И.Е. Дзялошинский впервые теоретически показал возможность существования классов магнитных кристаллов, для которых $\alpha_{ij} \neq 0$ [4], а уже спустя год Д.Н. Астров экспериментально наблюдал МЭ эффект в антиферромагнетике Cr_2O_3 [5, 6]. Эксперимент был поставлен следующим образом: кри-

сталл Cr_2O_3 подвергался воздействию переменного электрического поля и одновременно регистрировалось изменение намагниченности (обратный МЭ эффект). Позднее в кристаллах Cr_2O_3 был обнаружен прямой МЭ эффект и рассмотрена связь МЭ эффекта с симметрией кристаллической структуры. Установлено, что слагаемое $\alpha_{ij} E_i H_j$ в (1) отлично от нуля только в магнитоупорядоченных материалах [7]. Далее начался бум исследований МЭ эффекта в природных и синтезированных гомогенных кристаллах и твердых растворах: Ti_2O_3 [8], BaCoF_4 [9], $\text{Ni}_3\text{V}_7\text{O}_{13}$ [10], PbMn_2O_4 [11], $\text{Co}_{1,75}\text{Mn}_{1,25}\text{O}_4$ [12] и др.

Кроме МЭ эффектов, индуцируемых внешними магнитными и электрическими полями, в однофазных кристаллах, в которых сосуществуют спонтанная поляризация и спонтанная намагниченность, существуют спонтанные МЭ эффекты. В отечественной литературе такие кристаллы называются сегнетомагнетиками [13–15], а в зарубежной – ферроэлектромагнетиками [2].

В магнитоупорядоченных кристаллах макроскопической неоднородности намагниченности и в модулированных магнитных структурах может возникнуть неоднородный МЭ эффект, который возможен в кристаллах любой симметрии [16].

Магнитоэлектрический эффект в кристаллах обусловлен влиянием внешних воздействий на энергию обменных и спин-орбитальных взаимодействий в кристаллах, связывающих пространственное движение электронов и взаимную ориентацию их магнитных моментов.

Однако использование однофазных сегнетомагнитных сред в практических целях ограничено малой величиной МЭ эффекта в них [1–20 мВ/(см·Э)], а также тем, что МЭ эффект в сегнетомагнетиках наблюдается при температурах гораздо ниже комнатной, что связано с их низкими температурами Нееля или Кюри [14].

Согласно термодинамическому рассмотрению, в работе [17] было установлено, что эффективность МЭ взаимодействия ограничивается следующим соотношением:

$$\alpha_{ij}^2 < \epsilon_{ii} \mu_{jj}. \quad (6)$$

Из соотношения видно, что МЭ отклик может быть большим только в веществах с большими величинами ϵ_{ii} и μ_{jj} , то есть в композитах на основе сегнетоэлектриков и ферромагнетиков. Создание МЭ композитов позволило преодолеть проблему повышения МЭ отклика и рабочих температур [2].

Магнитоэлектрический эффект в композитах

Первые композиты были получены в 70-х годах прошлого столетия van den Boomgard и др. методом направленной кристаллизации эвтектической композиции Fe-Co-Ti-Va-O и представляли собой чередующиеся слои магнитной шпинели и пьезоэлектрического перовскита. Величина МЭ отклика в

таких композитах с избытком TiO_2 (1,5% по весу) составила 50 мВ/(см·Э), тогда как для других составов величина эффективности МЭ взаимодействия принимала значения 1–4 мВ/(см·Э). Позже вышеуказанным методом была получена эвтектическая композиция $\text{BaTiO}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$, для которой МЭ коэффициент по напряжению, равный 130 мВ/(см·Э), почти на порядок превышает МЭ коэффициент по напряжению монокристаллического Cr_2O_3 . Однако метод направленной кристаллизации – сложный метод получения МЭ композитов, который требует тщательного контроля состава, особенно когда одним из его компонентов является газ (например кислород) [18]. Поэтому метод направленной кристаллизации не получил своего дальнейшего развития.

В то же время появляются первые сообщения о МЭ эффекте в керамических композитах, изготовленных из смесей предварительно обожженных и спеченных при оптимальных температурах порошков магнитоэлектрического и пьезоэлектрического материалов, взятых в заданном соотношении (смесевые композиты). Так, van den Boomgard и др. в работе [19] синтезировали легированные кобальтом и марганцем керамические композиты $\text{BaTiO}_3 - \text{NiFe}_2\text{O}_4$ с МЭ откликом 25 мВ/(см·Э), а в работе [20] ими были изучены керамические МЭ композиты той же системы с избытком TiO_2 , который позволил повысить эффективность МЭ взаимодействия до 80 мВ/(см·Э). Обнаружено влияние размера частиц, скорости охлаждения и молярной концентрации обеих фаз композита на величину эффективности МЭ взаимодействия в композите. Bunget и Raetchi выявили зависимость МЭ эффекта в композитах $(\text{Ni}, \text{Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4 - \text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ от величины приложенного магнитного поля [18]. Синтезированные керамические МЭ композиты проще в изготовлении и имеют низкую себестоимость по сравнению с эвтектическими композитами. Более того, в смесевых композитах представляется возможным комбинировать фазы с разными кристаллическими структурами. Тем не менее, эти композиты имели более низкие МЭ коэффициенты по напряжению в отличие от эвтектических композитов. Дело в том, что возникающее при высокотемпературном спекании смесевых композитов взаимное легирование компонентов сегнетоэлектрика с низкой электропроводностью и ферромагнетика с высокой электропроводностью [21] усложняет процесс поляризации, что не позволяет хорошо заполяризовать сегнетоэлектрик и получить более высокие значения МЭ коэффициентов. Вплоть до 2001 г. МЭ эффект в основном изучался в смесевых композитах на основе ферритов и пьезоэлектриков BaTiO_3 или $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$, а результаты его измерения не представляли существенного шага вперед в науке.

Количественный и качественный прогресс был связан с созданием слоистых композитов [18, 22, 23], которые состояли из слоев ферромагнетика и поляризованного сегнетоэлектрика. Достоинством таких

композитов является высокая степень поляризации пьезоэлектрической компоненты и малые токи утечки, так как пьезоэлектрическая компонента с высоким удельным сопротивлением изолирована от ферромагнитной компоненты с более высокой проводимостью. Вследствие этого слоистые МЭ композиты в отличие от смесевых МЭ композитов, для которых характерно взаимное легирование компонентов во время их высокотемпературного спекания [21], обладают лучшей эффективностью МЭ взаимодействия. В качестве ферромагнитных слоев применяют материалы с высокими магнитоэлектрическими коэффициентами насыщения λ_s в малых полях, а пьезоэлектрические слои обычно изготавливают из цирконата-титаната свинца (PZT) или магнийниобата-титаната свинца (PMN-PT) благодаря их большим пьезоэлектрическим коэффициентам.

Эффективность прямого МЭ взаимодействия α_E композитов со слоями из металлов Ni и Fe [24–26], сплавов пермендюра (49% Fe + 49% Co + 2% V) [27] и галфенола $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$ [28] или ферритов никеля и кобальта [22, 29] не превышает $\alpha_E \sim 1,5$ В/(см·Э) и может быть усилена до ~ 40 В/(см·Э) для трехслойной структуры Ni – PZT – Ni [30], ~ 84 В/(см·Э) для трехслойной структуры Пермендюр – PZT – Пермендюр [27], $\sim 50,7$ В/(см·Э) для двухслойной структуры $\text{Fe}_{0,8}\text{Ga}_{0,2} - \text{PZT}$ [28] и ~ 15 В/(см·Э) для многослойных структур никелевый феррит – пьезоэлектрик PZT [31], когда частота модулирующего магнитного поля совпадает с частотой механических резонансов композитов.

Использование в МЭ композитах редкоземельного сплава терфенола $\text{Tb}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_{2-y}$ дает возможность увеличить α_E до $\sim 5,9$ В/(см·Э) на частотах вдали от частот электромеханического резонанса композитного образца [32] и до 94 В/(см·Э) в условиях резонанса [33].

В качестве других пьезоэлектрических материалов МЭ композитов использовались также $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$, поливинилиденфторид, $\text{PbMg}_{1/3}\text{V}_{2/3}\text{O}_3$ и $\text{PbX}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - \text{PbTiO}_3$ ($X = \text{Mg}, \text{Zn}$), а в качестве альтернативных магнитоэлектрических материалов – манганиты, LiFe_5O_8 и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [2].

Отметим, что хоть пьезоэлектрики PZT и PMN-PT и часто используют в МЭ композитах из-за их больших пьезоэлектрических коэффициентов и коммерческой пригодности, в действительности существуют материалы с более высокими пьезоэлектрическими коэффициентами (например, монокристалл $0,91(\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - 0,09 \text{PbTiO}_3$ с пьезомодулем $d_{[001]} = 1500$ пКл/Н) [34, 35].

Между тем, для трехслойной структуры Terfenol-D – PZT – Terfenol-D эффективность обратного МЭ преобразования $\alpha_B = 0,055$ (Гс·см)/В [33], а для двухслойной структуры FeGa – PZT эффективность $\alpha_B = 0,12$ (Гс·см)/В [36], которая в 2,25 раза меньше $\alpha_B = 0,27$ (Гс·см)/В в слоистой структуре PZT – Ni – PZT [37] и примерно равна $\alpha_B = 0,115$ (Гс·см)/В в слоистой структуре PMN-PT – Terfenol – PMN-PT [38].



Применяемые в МЭ композитах пьезоэлектрики в большинстве случаев содержат в своем составе свинец, который относится к экологически загрязняющим химическим элементам. В связи с этим в настоящее время исследователями различных стран мира ведутся разработки бессвинцовых пьезокерамик. Среди известных бессвинцовых пьезокерамик наиболее изученными являются $\text{Na}_{0,5}\text{Bi}_{0,5}\text{TiO}_3$ и $\text{Na}_{0,5}\text{K}_{0,5}\text{NbO}_3$ и твердые растворы на их основе [39]. Однако для конкуренции, например, с PZT бессвинцовые пьезокерамики должны иметь не только высокие пьезоэлектрические свойства (пьезомодули), близкие к свойствам системы PZT, но и высокие рабочие температуры (температуры Кюри), до которых они не испытывают заметной деполяризации. На сегодняшний день бессвинцовые керамические материалы явно уступают материалам семейства PZT (рис. 1) [40].

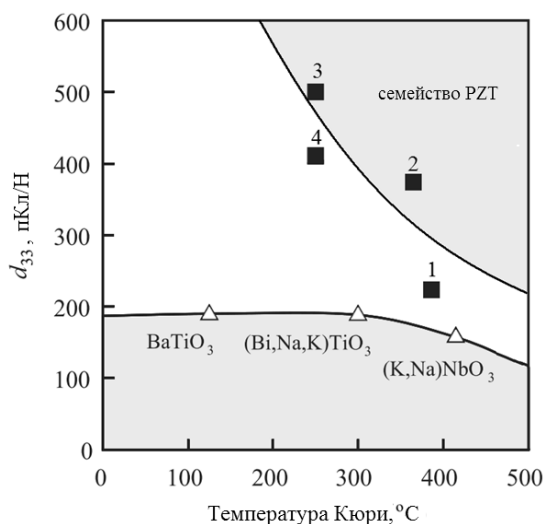


Рис. 1. Зависимости пьезомодуля d_{33} при комнатной температуре от температуры Кюри для обычных бессвинцовых керамик BaTiO_3 , $(\text{Bi}, \text{Na}, \text{K})\text{TiO}_3$, $(\text{K}, \text{Na})\text{NbO}_3$ и керамик семейства PZT: 1 – $\text{Pb}(\text{Zr}_{0,52}\text{Ti}_{0,48})\text{O}_3$; 2 – $\text{Pb}_{0,988}(\text{Zr}_{0,48}\text{Ti}_{0,52})_{0,976}\text{Nb}_{0,024}\text{O}_3$; 3 – коммерческий состав PZT и 4 – $\{(\text{Pb}_{0,85}\text{Ba}_{0,15})_{0,9925}\text{La}_{0,005}\}(\text{Zr}_{0,52}\text{Ti}_{0,48})\text{O}_3$

Fig. 1. Dependences of the piezoelectric constant d_{33} at room temperature on Curie temperature for conventional lead-free ceramics BaTiO_3 , $(\text{Bi}, \text{Na}, \text{K})\text{TiO}_3$, $(\text{K}, \text{Na})\text{NbO}_3$, and PZT family ceramics: 1 – $\text{Pb}(\text{Zr}_{0,52}\text{Ti}_{0,48})\text{O}_3$; 2 – $\text{Pb}_{0,988}(\text{Zr}_{0,48}\text{Ti}_{0,52})_{0,976}\text{Nb}_{0,024}\text{O}_3$; 3 – commercially available PZT, and 4 – $\{(\text{Pb}_{0,85}\text{Ba}_{0,15})_{0,9925}\text{La}_{0,005}\}(\text{Zr}_{0,52}\text{Ti}_{0,48})\text{O}_3$

Как видно из рис. 1, бессвинцовые керамики имеют меньшие величины пьезомодуля d_{33} по сравнению с d_{33} семейства PZT. Это обстоятельство вполне объясняет низкие МЭ отклики в композитах на основе бессвинцовых керамик, которые принимают значения не более ~ 300 мВ/(см·Э) на частотах вдали от частот электромеханического резонанса композита. К примеру, для трехслойных структур $\text{Ni} - 0,948\text{Na}_{0,5}\text{K}_{0,5}\text{NbO}_3 - 0,052\text{LiSbO}_3 - \text{Ni}$ и $\text{Ni} -$

$\text{Na}_{0,5}\text{Bi}_{0,5}\text{TiO}_3 - \text{BaTiO}_3 - \text{Ni}$ величины α_E составляют ~ 300 мВ/(см·Э) и ~ 83 мВ/(см·Э) соответственно [39].

В связи с развитием тенденций к миниатюризации электронных устройств в последнее десятилетие возникла потребность в получении МЭ композитов, совместимых с планарной технологией. Вот почему исследователями в 2004 г. методом гетероэпитаксии были созданы первые столбчатые наноструктуры $\text{BaTiO}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$, состоящие из наностолбиков CoFe_2O_4 , которые выращены перпендикулярно подложке SrTiO_3 и внедрены в матрицу BaTiO_3 (рис. 2, а) [41].

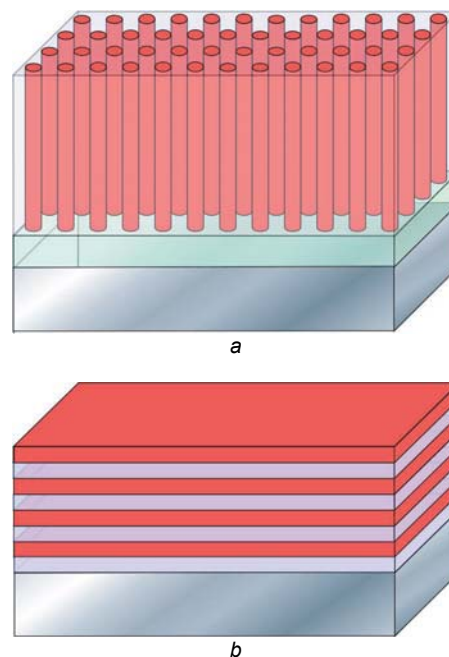


Рис. 2. Эпитаксиальные структуры: а – столбчатые и б – слоистые

Fig. 2. Epitaxial structures: a – columnar and b – layer ones

Столбчатая структура не препятствует растяжению/сжатию наностолбиков в вертикальном направлении, благодаря чему нанокompозит может иметь явно выраженную МЭ связь в отличие от эпитаксиально выращенных многослойных МЭ наноструктур (рис. 2, б), где наблюдается жесткое сцепление слоев с подложкой, на которую напыляется пленка, что делает невозможными деформации в плоскости и, соответственно, деформации в перпендикулярном направлении. Магнитоэлектрический отклик в столбчатой структуре $\text{BaTiO}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$ не был определен количественно, но скачкообразное изменение намагниченности вблизи сегнетоэлектрической температуры Кюри BaTiO_3 ($T_C = 390$ К) указывает на явную МЭ связь. При этом для слоистых структур из-за сцепления слоев с подложкой подобного скачкообразного изменения не наблюдалось [41].

В столбчатых структурах состава $\text{BiFeO}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$ переключение намагниченности в наностолбиках CoFe_2O_4 осуществлялось путем приложе-

ния электрического напряжения ± 12 В к пьезоэлектрической матрице BiFeO_3 с помощью зонда атомно-силового микроскопа (в пересчете на толщину пленки 200 нм это напряжение соответствует полю 0,6 МВ/см) [41]. Достигнутая величина эффективности обратного МЭ преобразования для такой системы имела значение $1,0 \cdot 10^{-2}$ (Гс·см)/В [42].

Интересные результаты были получены китайскими учеными J.-g. Wan и др., которые установили корреляцию между МЭ свойствами и связностью фаз композитных нанопленок $\text{CoFe}_2\text{O}_4 - \text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ (рис. 3), полученных методом импульсного лазерного осаждения [43].

В случае композитов со слоями толщиной 10–50 мкм наибольшее распространение получила пленочная керамическая технология. В пленочной керамической технологии используют ферромагнитные и пьезоэлектрические порошки с размером частиц менее 1 мкм, которые отдельно перемешиваются с органическим связующим, пластификатором и дисперсантом. Вязкие жидкости каждого состава наносятся на ровную тефлоновую поверхность и с помощью специального ножа получаются пленки 20–50 мкм. Затем пленки отделяются от тефлоновой поверхности и нарезаются до определенных размеров (как правило, 10×10 мм). Полученные пленки набираются в структуру с чередующимися ферромагнитными и пьезоэлектрическими слоями. Структура спрессовывается под давлением ~ 30 МПа при температуре 100°C , после чего нагревается до 700°C для удаления органического связующего. На завершающем этапе структура отжигается при температуре спекания (~ 1150 – 1200°C) в течение 1–2 часов с последующим ее охлаждением в режиме выключенной печи. Пленочная керамическая технология позволяет изготавливать композитные образцы с большим числом слоев (несколько десятков) и высокой механической связью между слоями. Композиты со слоями толщиной 10 нм – 1 мкм можно изготовить путем последовательного нанесения ферромагнитных и пьезоэлектрических слоев термическим осаждением, магнетронным напылением, лазерной абляцией и т. д. Для наблюдения МЭ эффекта в таких композитах композиты поляризуются после предварительного нанесения на их наибольшие поверхности металлических электродов [45].

Магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах является своего рода производением магнитоэлектрического и пьезоэлектрического эффектов. Механизм прямого МЭ эффекта в композите состоит в следующем. Магнитное поле H вследствие прямой магнитоэлектрики вызывает деформацию ферромагнитной компоненты композита, которая передается пьезоэлектрической компоненте композита благодаря механической связи между ферромагнитными и пьезоэлектрическими компонентами. В результате прямого пьезоэлектрического эффекта в пьезоэлектрической компоненте композита возникает поляризация и, соответственно, напряжение U на обкладках композита. Возможен и обратный эффект. Приложенное к электродам композита напряжение U вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта вызывает деформацию пьезоэлектрической компоненты, которая из-за механической связи между пьезоэлектрическими и ферромагнитными компонентами композита передается ферромагнитной компоненте и приводит в результате обратной магнитоэлектрики к изменению намагниченности M композита.

В отличие от монокристаллов сегнетомагнетиков, в которых МЭ эффект линеен в широком диапазоне

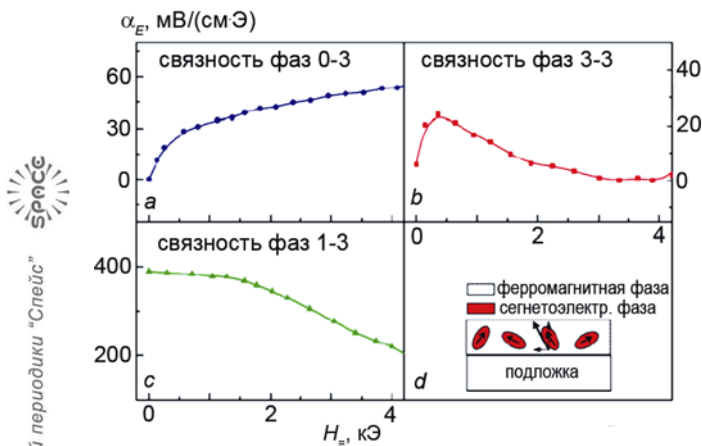


Рис. 3. Зависимость МЭ коэффициента по напряжению α_E от постоянного магнитного поля H_z при переменном магнитном поле 10 Э с частотой 10 кГц для композитных нанопленок $x\text{CoFe}_2\text{O}_4 - (1-x)\text{PZT}$ с различным объемным содержанием фаз: *a* – $x = 0,75$; *b* – $x = 0,50$; *c* – $x = 0,25$; *d* – схематическая иллюстрация взаимодействия между сегнетоэлектрической и ферромагнитной фазами

Fig. 3. Magnetoelectric voltage coefficient α_E versus the bias magnetic field H_z at the ac magnetic field 10 Oe with a frequency $f = 10$ kHz for composite nanofilms the $x\text{CoFe}_2\text{O}_4 - (1-x)\text{PZT}$ with various volume contents of phases: *a* – $x = 0,75$; *b* – $x = 0,50$; and *c* – $x = 0,25$; *d* – a schematic illustration of an interaction between ferroelectric and ferromagnetic phases

Из рис. 3 следует, что для композитной нанопленки $x\text{CoFe}_2\text{O}_4 - (1-x)\text{PZT}$ связность фаз сильно влияет на поведение МЭ коэффициента по напряжению в зависимости от напряженности постоянного магнитного поля.

Сегодня величины МЭ коэффициентов по напряжению для композитных нанопленок не в резонансных условиях все еще невелики (как правило, не более 100 мВ/(см·Э)), что обусловлено малыми толщинами пленок [44].

Выбор технологии изготовления слоистых МЭ композитов определяется толщиной слоев. Композиты со слоями толщиной более 0,2 мм получают склеиванием эпоксидным компаундом слоев ферромагнетика и предварительно поляризованного в оптимальных условиях пьезокерамического материала, соблюдая направления поляризации в слоях.

значений электрического и магнитного полей, МЭ эффект в композитах является нелинейным эффектом. Однако помещение композита в сильное подмагничивающее поле, величина которого значительно больше величины измерительного поля, приводит к линеаризации его МЭ свойств.

Эффективность прямого МЭ преобразования в композитах

Известно [2], что прямой МЭ отклик композитов определяется следующими главными аспектами:

- 1) магнитострикционными и пьезоэлектрическими коэффициентами составляющих композит компонент;
- 2) взаимной ориентацией магнитных полей и поляризации композита;
- 3) величиной постоянного магнитного поля;
- 4) частотой и величиной переменного магнитного поля;
- 5) объемной долей составляющих композит компонент;
- 6) температурой;
- 7) геометрическими размерами композитов и их формами;
- 8) особенностями приготовления композитов.

Поскольку МЭ эффект в композитах обусловлен цепочкой связей магнитострикция – упругая деформация – пьезоэлектрический эффект, то подбором компонентов с высокими магнитострикционными и пьезоэлектрическими коэффициентами можно повысить эффективность МЭ взаимодействия в композитах.

Типичная зависимость α_E от угла δ между направлением вектора поляризации в пьезоэлектрической компоненте и направлением намагниченности в ферритовой компоненте для смешанного МЭ композита состава $0,7\text{PbZr}_{0,53}\text{Ti}_{0,47}\text{O}_3 - 0,3\text{Mn}_{0,4}\text{Zn}_{0,6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ представлена на рис. 4 [46].

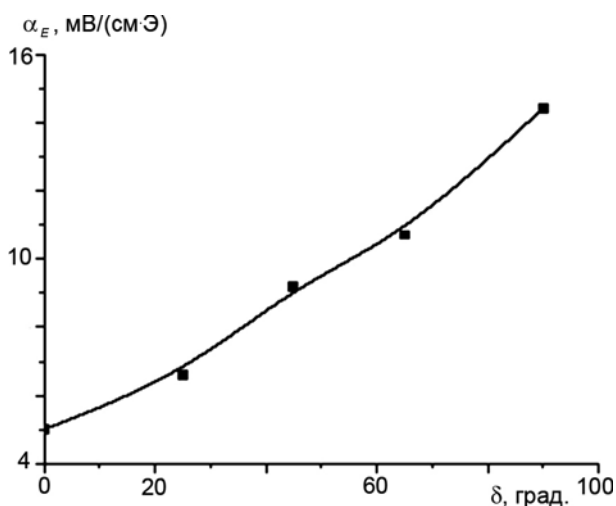


Рис. 4. Зависимость α_E от угла δ для смешанного композита $0,7\text{PbZr}_{0,53}\text{Ti}_{0,47}\text{O}_3 - 0,3\text{Mn}_{0,4}\text{Zn}_{0,6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ при комнатной температуре

Fig. 4. Dependence $\alpha_E(\delta)$ for the particulate composite $0,7\text{PbZr}_{0,53}\text{Ti}_{0,47}\text{O}_3 - 0,3\text{Mn}_{0,4}\text{Zn}_{0,6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ at room temperature

Из рис. 4 видно, что для композита $0,7\text{PbZr}_{0,53}\text{Ti}_{0,47}\text{O}_3 - 0,3\text{Mn}_{0,4}\text{Zn}_{0,6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ величина α_E при $\delta = 90^\circ$ (поперечный МЭ эффект) превосходит величину α_E при $\delta = 0^\circ$ (продольный МЭ эффект). Такое поведение можно понять, исходя из следующих соображений. Дело в том, что поперечный МЭ эффект возникает благодаря продольной магнитострикции λ_{11} , а продольный МЭ эффект определяется поперечной магнитострикцией λ_{13} [2]. Поскольку для марганец-цинкового феррита $\lambda_{11} > \lambda_{13}$, то значение поперечного МЭ коэффициента по напряжению α_{31} будет больше продольного МЭ коэффициента по напряжению α_{33} .

Эксперименты на многослойных композитах PZT – $\text{Co}_{0,6}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ обнаруживают максимумы на зависимостях поперечного и продольного МЭ коэффициентов по напряжению от постоянного магнитного поля (рис. 5) [29].

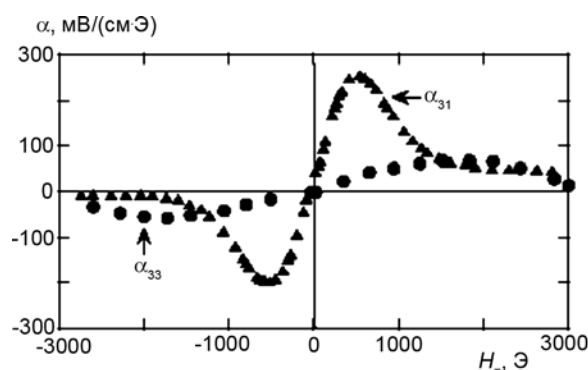


Рис. 5. Зависимости α_{31} и α_{33} от H_0 для многослойных композитов PZT – $\text{Co}_{0,6}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ при комнатной температуре
Fig. 5. ME voltage coefficients α_{31} and α_{33} versus H_0 for multilayer composites PZT – $\text{Co}_{0,6}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ at room temperature

Наблюдаемые на рис. 5 максимумы при 500 Э и 2000 Э, соответственно, для полевых зависимостей α_{31} и α_{33} связываются с тем, что величина α_{ij} прямо пропорциональна коэффициенту пьезомагнитной связи $q_{ij} = d\lambda_{ij}/dH_0$ [47]. Следовательно, зависимость $\alpha_{ij}(H_0)$ определяется полевой зависимостью тензора магнитострикционного коэффициента и имеет максимум при H_0 , соответствующем точке перегиба на кривой $\lambda_{ij}(H_0)$.

Так как в МЭ композитах возникновение поляризации в магнитном поле происходит благодаря механическим напряжениям, то вблизи частот электромеханического резонанса образца величина МЭ отклика должна существенно возрастать. Об этом же свидетельствуют результаты измерения МЭ свойств композитов при различных частотах переменного магнитного поля (рис. 6) [48].

Видно, что на частоте электромеханического резонанса PZT в композите величины продольного и поперечного МЭ коэффициентов по напряжению увеличиваются приблизительно на один-два порядка.

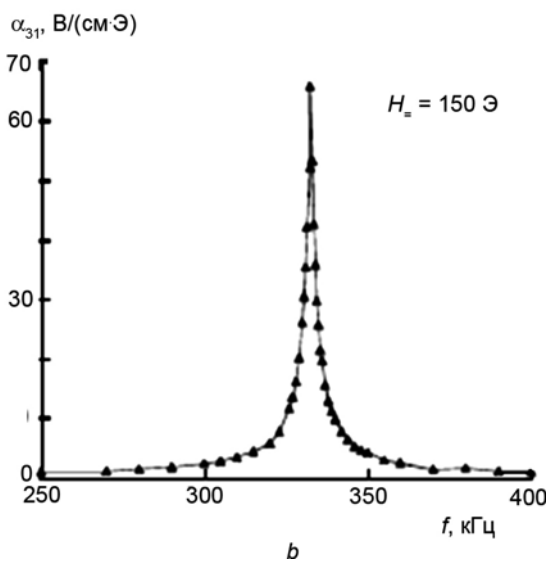
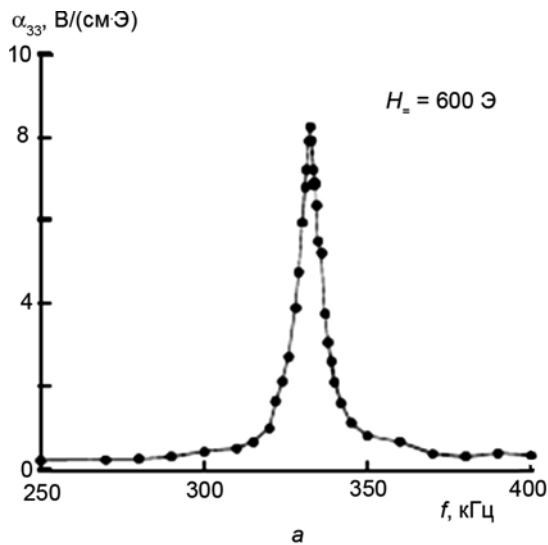


Рис. 6. Частотные зависимости: а – продольного и b – поперечного МЭ коэффициентов для слоистой структуры Пермендюр – PZT – Пермендюр при комнатной температуре
Fig. 6. Frequency dependences of: a – longitudinal and b –transverse ME voltage coefficients for the layer structure Permendur – PZT – Permendur at room temperature

На рис. 7 приведены полевые зависимости МЭ напряжения, генерируемого планарной двухслойной структурой на основе аморфного ферромагнетика FeNiSiC и пьезоэлектрика PZT [49].

Можно видеть, что при нерезонансном возбуждении структуры напряжение U линейно растет с увеличением переменного магнитного поля H_{ac} от 0 до 8 Э и достигает величины ~ 1 В (кривая 1). На резонансной частоте изгибных колебаний структуры (кривая 2) зависимость $U(H_{ac})$ отклоняется от линейной при $H_{ac} > 2$ Э, что связано с неупругими потерями энергии при больших амплитудах колебаний. Величина U при 8 Э составляет $\sim 1,5$ В. На резонансной частоте планарных колебаний структуры в области малых H_{ac} ($< 1,8$ Э) напряжение принимает значения не более 0,3 В и линейно растет с H_{ac} .

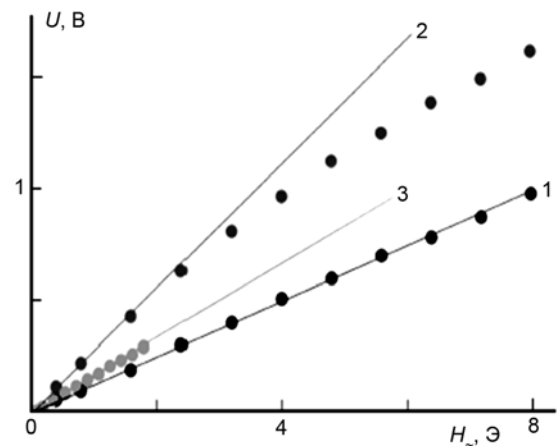


Рис. 7. Зависимости амплитудной величины магнитоэлектрического напряжения U от амплитудной величины переменного магнитного поля H_{ac} для планарной двухслойной структуры FeNiSiC – PZT при $H_0 = 25$ Э на частоте нерезонансных колебаний структуры 100 Гц (кривая 1), на резонансной частоте изгибных колебаний структуры 8,24 кГц (кривая 2) и на резонансной частоте планарных колебаний структуры 170 кГц (кривая 3). Сплошные линии – линейная аппроксимация данных

Fig. 7. Amplitude value of the magnetoelectric voltage U versus the amplitude value of the ac magnetic field H_{ac} for the planar bilayer structure FeNiSiC – PZT at $H_0 = 25$ Oe and a non-resonant frequency of structure oscillations of 100 Hz (curve 1), at a resonant frequency of the bending structure oscillations of 8.24 kHz (curve 2), and at a resonant frequency of planar structure oscillations of 170 kHz (curve 3). Solid lines are a linear approximation of data

Коэффициент α_{ij} как функция объемной доли составляющих композит компонент проходит через пик, приходящийся на композит, у которого эффективность МЭ преобразования проявляется наилучшим образом (например, для смесового композита xNFO – (1-x)PZT см. рис. 8 [47]).

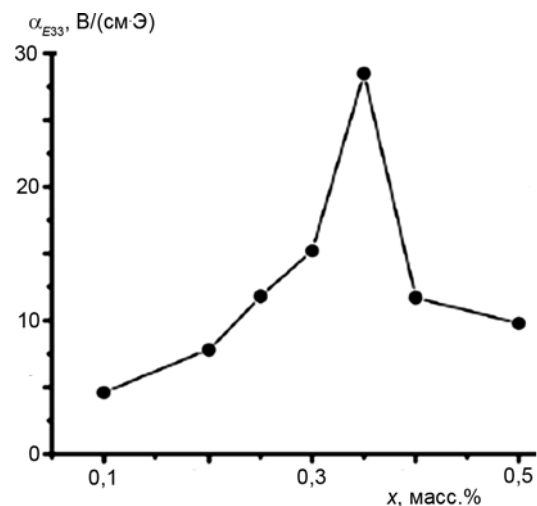


Рис. 8. Зависимость продольного МЭ коэффициента по напряжению α_{E33} от объемной доли фаз для композитной керамики xNFO – (1-x)PZT на резонансной частоте
Fig 8. Dependence of the longitudinal ME voltage coefficient α_{E33} on the volume fraction of phases x for the composite ceramics xNFO – (1-x)PZT at a resonance frequency

Ввиду того, что эффективность МЭ преобразования композитов зависит от магнитоэлектрических коэффициентов их составляющих, а величины магнитоэлектрических коэффициентов магнитных материалов и пьезоэлектрических коэффициентов пьезоэлектриков, в свою очередь, зависят от температуры, то можно ожидать изменения эффективности МЭ преобразования композитов с температурой. Это же подтверждают результаты измерений, приведенные на рис. 9 [45].

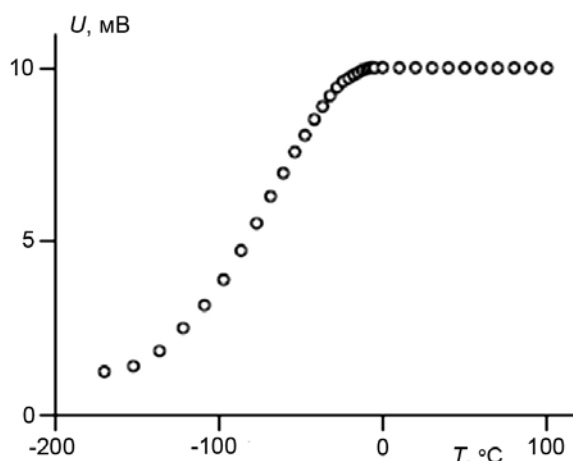


Рис. 9. Зависимость амплитудной величины МЭ сигнала от температуры для многослойной структуры феррит Ni-Zn – пьезокерамика PZT, приготовленной методом пленочной керамической технологии

Fig. 9. Amplitude value of the ME signal versus temperature for the multilayer structure Ni-Zn ferrite – PZT ceramics prepared using the film ceramic technology

Более того, величина МЭ эффекта зависит от геометрических размеров, формы (пластина, диск, цилиндр, тороид и пр.) и особенностей получения композитов.

Эффективность обратного МЭ преобразования в композитах

Эффективность обратного МЭ взаимодействия в композитах определяется теми же аспектами, что и прямой МЭ эффект (см. раздел *Эффективность прямого МЭ преобразования в композитах*), а также частотой (рис. 10) [50] и величиной электрического поля (рис. 11) [51].

Частота 335 кГц, при которой наблюдается усиление обратного МЭ сигнала на три порядка (рис. 10), соответствует частоте электромеханического резонанса композитного образца в целом. Приведенные на рис. 11 зависимости говорят о том, что при 340 Э основной вклад в изменение B_m дают спин-орбитальные взаимодействия магнитных моментов атомов феррита $Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$, а в поле 980 Э изменение B_m определяется обменными взаимодействиями магнитных атомов при деформациях образца, создаваемых пьезоэлектрической пластиной.

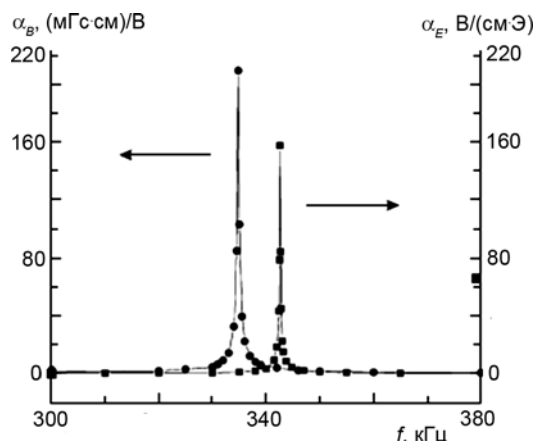


Рис. 10. Частотные зависимости эффективностей обратного α_B и прямого α_E магнитоэлектрического преобразования для смешанного композита $0,7NiFe_{1.9}Co_{0.001}O_4 - 0,3Pb_{0.95}Sr_{0.05}Zr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$

Fig. 10. Magnetoelectric coefficients α_B and α_E as a function of a frequency for the particulate composite $0.7NiFe_{1.9}Co_{0.001}O_4 - 0.3Pb_{0.95}Sr_{0.05}Zr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ at room temperature

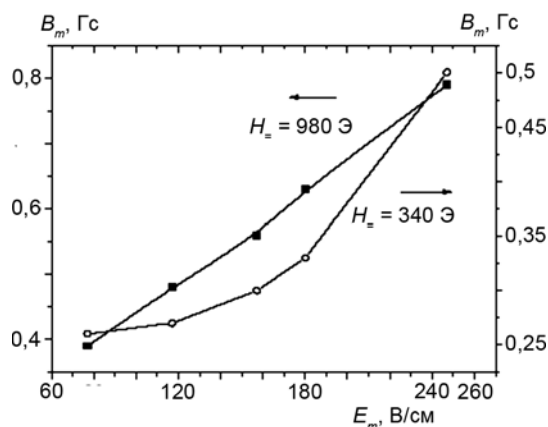


Рис. 11. Амплитудное изменение магнитной индукции B_m в зависимости от амплитудной величины переменного электрического поля E_m для двухслойного композита $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3 - Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$ на резонансной частоте

Fig. 11. Amplitude value of the magnetic induction B_m depending on an amplitude value of the ac electric field E_m for the two-layer composite $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3 - Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$ at a resonant frequency

Теории магнитоэлектрического эффекта в композитах

Первые теоретические работы были главным образом посвящены описанию механизмов МЭ связи в объемных композитах. В простейшем случае эффективный линейный МЭ эффект композита, содержащего два изотропных материала, определялся по известным свойствам чистых компонентов, а также по диэлектрическим и магнитным проницаемостям композита в целом [52]. Вскоре стало понятно, что для описания МЭ эффектов композита нужно учитывать, по крайней мере, шесть различных перемен-

ных, описывающих магнитные, электрические и механические свойства [53]: напряжение T , деформацию S , электрическое поле E , электрическую индукцию D , магнитное поле H и магнитную индукцию B , которые могут быть дополнены температурно-индуцированными вкладами [54]. Нэн и др. [53] описывают магнитоэлектромеханический отклик объемных композитов следующим уравнением:

$$\begin{pmatrix} \hat{S} \\ D \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{s} & -\hat{d}^T & -\hat{q}^T \\ \hat{d} & \hat{\epsilon} & \hat{\alpha} \\ \hat{q} & \hat{\alpha}^T & \hat{\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{T} \\ E \\ H \end{pmatrix} \quad (7)$$

с матрицей коэффициентов, составляющих тензоры, для которых верхний индекс T указывает транспонирование. Выбран подход среднего поля, в котором свойства T , S , E , D , H и B заменяются их средними значениями. Различия между главными коэффициентами тензоров компонентов композита описываются как флуктуации, и вводятся граничные условия для поверхности композита. Это приводит к решениям для эффективных коэффициентов тензора, в том числе и для МЭ коэффициентов [53]. Модель была улучшена, рассматривая линейные и нелинейные вклады в уравнение (7), таким образом, учитывая, что магнитострикция является нелинейным магнитомеханическим эффектом (αH^2), тогда как пьезоэлектричество – линейный электромеханический эффект (αE) [55]. Теоретическое описание объемных композитов было далее расширено путем включения пьезоэлектрических и пиромангнитных эффектов, при этом большое внимание уделялось внутренней последовательности решений для коэффициентов тензоров [54]. Последнее относится к линейным соотношениям между сложными коэффициентами для композита, которые должны находиться самосогласованным подходом.

Магнитоэлектрический отклик объемных композитов зависит от микрогеометрии составляющих фаз. Составные части композита могут находиться в виде точек, стержней, слоев или полностью трехмерных матриц. Что касается связности, то в этих случаях она обозначается как 0, 1, 2 и 3 соответственно. Композит пьезоэлектрик – магнитостриктор, таким образом, обозначается парой чисел. Обычно при расчетах одна из составных частей композита рассматривается в виде кубических [56], эллипсоидальных [57] или точечных включений [58, 59] в непрерывную матрицу (связности 0-3 или 3-0). Это позволяет рассматривать магнитомеханические и электромеханические отклики композита на основе теории Эшелби для напряжений и деформаций в однородных средах с конкретными (в особенности эллипсоидальными) включениями [2]. Для улучшения теории было проведено сравнение беспорядочно ориентированных и магнитно-ориентированных включений [55]. Было исследовано влияние неактивного гра-

ничного слоя, окружающего частицы, и обнаружено, что оно мало для магнитострикционной компоненты, но большое для пьезоэлектрической составной части [60]. Наконец, рассматривались включения в форме волокон [53, 54] (связность 1-3 или 3-1).

Первое предсказание больших МЭ эффектов в слоистых гетероструктурах (связность 2-2) было сделано Харше и др. [2], которые вычислили продольный МЭ отклик слоистых композитов PZT – феррит. Так как предполагалась идеальная связь в поверхностях раздела между пьезоэлектрическими и магнитострикционными компонентами и незначительная магнитная проницаемость магнитостриктора, расхождения между теорией и экспериментом были большими.

Более общий подход к МЭ эффекту в слоистых композитах был использован Бичуриным и др. [61]. Для двухслойных структур были рассмотрены поперечный и продольный МЭ эффекты для полей, направленных вдоль и перпендикулярно к направлению упаковки составных частей. Далее был рассмотрен МЭ эффект, возникающий под действием механической силы, направленной вдоль направления упаковки («зажатое состояние»). Главное достижение модели состоит в том, что в ней рассматривается неидеальная связь между составными частями и вводится параметр связи $k = ({}^p S_i - {}^p S_{i0}) / ({}^m S_i - {}^p S_{i0})$, где ${}^p S_{i0}$ – внутренняя компонента тензора деформации $i \in \{x, y\}$ пьезоэлектрической компоненты в приложенном магнитном поле и ${}^m S_i$ – фактическая деформация в связанных магнитострикционных (m) и пьезоэлектрических (p) составных частях. Параметр связи, таким образом, определяет ту степень связи, до которой деформация пьезоэлектрического слоя следует за деформацией магнитострикционного слоя после коррекции на внутреннюю деформацию. Для описания МЭ отклика композит сначала рассматривают как двойной слой, в котором каждая составная часть обладает своими тензорами коэффициентов. Потом двойной слой рассматривается как однородный, который описывается уравнением (7). Этот подход включает упрощенную модель, разработанную Харше и др. [2]. Рассчитанные по модели МЭ коэффициенты по напряжению отражают следующие закономерности, которые хорошо согласуются с экспериментальными результатами:

- 1) величина МЭ отклика уменьшается с понижением k ;
- 2) межслойное граничное соединение идеально, когда $k = 1$;
- 3) поперечный МЭ отклик в изученных системах PZT – феррит более выражен, чем продольный МЭ отклик. Согласно все еще не подтвержденному предсказанию, сделанному в [59], эти закономерности могут не выполняться в зажатых образцах.

Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению, включая появление электромеханического и магнитного резонансов и их влияние на МЭ отклик, была описана теоретически в [31, 62–64].

В [62] рассмотрена теория МЭ эффекта, основанная на методе эффективных параметров гетерогенной среды, для двухслойного композиционного материала, представляющего собой механическое соединение ферромагнетика m и пьезоэлектрика p (рис. 12).

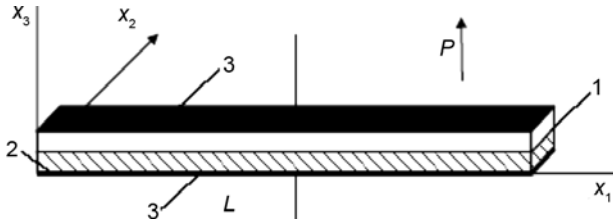


Рис. 12. Схематическое изображение слоистой структуры пьезоэлектрик – ферромагнетик. Стрелка указывает направление поляризации P . 1 – пьезоэлектрик, 2 – ферромагнетик, 3 – металлические электроды
Fig. 12. Schematic representation of a layer structure piezoelectric – ferromagnetic. The arrow shows a direction of the polarization P . 1 – piezoelectric, 2 – ferromagnetic, and 3 – metallic electrodes

Эта теория применима в том случае, когда материал можно считать однородной средой, то есть толщина слоев в многослойных или размер зерен в смесевых композитах много меньше длины звуковой волны [65]. Полагают, что образец поляризован по нормали к плоскостям контактов (ось x_3). Постоянное (подмагничивающее) и переменное магнитные поля могут быть направлены как по нормали к плоскости контактов, так и в плоскости контактов вдоль оси x_1 . В соответствии с этим различают продольный и поперечный МЭ эффекты.

Переменное магнитное поле вследствие магнито-стрикции вызывает колебания в ферромагнетике, которые распространяются как по толщине, так и в плоскости образца. В модели ограничиваются рассмотрением только объемных колебаний, распространяющихся вдоль пластинки, так как они являются наиболее низкочастотными. При этом полагают, что толщина ${}^m h + {}^p h$ и ширина пластинки много меньше ее длины L . Поскольку грани пластинки свободные, напряжения на ее поверхностях равны нулю. В тонкой и узкой пластинке можно считать, что компоненты напряжений T_2 и T_3 равны нулю не только на поверхностях, но и во всем объеме, и отличной от нуля компонентой тензора напряжений будет только T_1 . Вследствие эквипотенциальности верхней и нижней граней пластинки отличной от нуля компонентой вектора напряженности электрического поля будет только E_3 . Уравнения для тензора деформаций ${}^p S_i$ в магнетике, для тензора деформаций ${}^p S_i$ и индукции электрического поля D_i в пьезоэлектрике при поперечной ориентации полей H и E имеют вид

$${}^m S_1 = {}^m s_{11} {}^m T_1 + {}^m q_{11} H_1; \quad (8)$$

$${}^p S_1 = {}^p s_{11} {}^p T_1 + {}^p d_{31} E_3; \quad (9)$$

$$D_3 = {}^p \epsilon_{33} E_3 + {}^p d_{31} {}^p T_1, \quad (10)$$

где ${}^m s_{11}$ и ${}^p s_{11}$ – компоненты тензора податливости магнетика и пьезоэлектрика соответственно; ${}^p \epsilon_{33}$ – компонента тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика; ${}^p d_{31}$ и ${}^m q_{11}$ – пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты соответственно. При продольной ориентации электрического и магнитного полей в (8) вместо ${}^m q_{11} H_1$ будет ${}^m q_{31} H_3$.

При гармоническом изменении H_1 в магнитной среде вследствие магнито-стрикции будет распространяться упругая волна. Колебания среды магнетика из-за механической связи с пьезоэлектриком вызовут в нем колебания. Решив уравнение движения среды пьезоэлектрической пластинки, можно получить выражение для МЭ коэффициента по напряжению при поперечной ориентации электрического и магнитного полей:

$$\alpha_{31} = -\frac{\gamma\beta}{\gamma + \beta} \frac{{}^p d_{31} {}^m q_{11} \operatorname{tg}({}^m \kappa)}{{}^p \epsilon_{33} \epsilon_0 {}^p s_{11} \Delta_a} \frac{{}^p h}{{}^m h + {}^p h} \quad (11)$$

и продольной ориентации электрического и магнитного полей:

$$\alpha_{33} = -\frac{\gamma\beta}{\gamma + \beta} \frac{{}^p d_{31} {}^m q_{31} \operatorname{tg}({}^m \kappa)}{{}^p \epsilon_{33} \epsilon_0 {}^p s_{11} \Delta_a} \frac{{}^p h}{{}^m h + {}^p h}, \quad (12)$$

где

$$\Delta_a = 1 - \left[1 - (1 - \beta) \left(\operatorname{tg} \kappa^p / \kappa^p \right) - \beta^2 (\gamma + \beta)^{-1} \left(\operatorname{tg} \kappa^m / \kappa^m \right) \right] K_{31}^2;$$

$$K_{31} = {}^p d_{31} / \left({}^p \epsilon_{33} \epsilon_0 {}^p s_{11} \right)^{1/2} - \text{коэффициент электро-механической связи пьезоэлектрика при планарных колебаниях};$$

$$\gamma = \left({}^p s_{11} / {}^m s_{11} \right) \left({}^m h / {}^p h \right); \quad V = {}^p h / \left({}^p h + {}^m h \right)$$

$$- \text{объемная доля PZT}; \quad {}^m \kappa = {}^m k {}^m L; \quad {}^p \kappa = {}^p k {}^p L;$$

$${}^m k = \omega \left({}^m \rho {}^m s_{11} \right)^{1/2}; \quad {}^p k = \omega \left({}^p \rho {}^p s_{11} \right)^{1/2}; \quad \omega - \text{угловая частота};$$

${}^m s_{11}$ и ${}^p s_{11}$ – компоненты тензора податливости магнетика и пьезоэлектрика соответственно; ${}^m L$ и ${}^p L$ – длины магнито-стрикционной и пьезоэлектрической пластин соответственно; ${}^p \epsilon_{33}$ – компоненты тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика; ${}^p d_{31}$ и ${}^m q_{11}$ – пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты соответственно; ${}^m h$ и ${}^p h$ – толщины магнито-стрикционного и пьезоэлектрического слоев соответственно.

Поскольку вследствие влияния размагничивающих полей величина ${}^m q_{31}$ меньше ${}^m q_{11}$, то и величина МЭ эффекта при продольной ориентации полей, как правило, на порядок меньше, чем при поперечной.

Результаты эксперимента, например, для образцов многослойного композиционного материала длиной 7,3 мм и шириной 2,15 мм, состоящего из 11

слоев никелевой феррошпинели по 13 мкм каждый и 10 слоев пьезокерамики PZT по 26 мкм каждый, и теоретические зависимости, рассчитанные по формулам (11) и (12), приведены на рис. 13 [63].

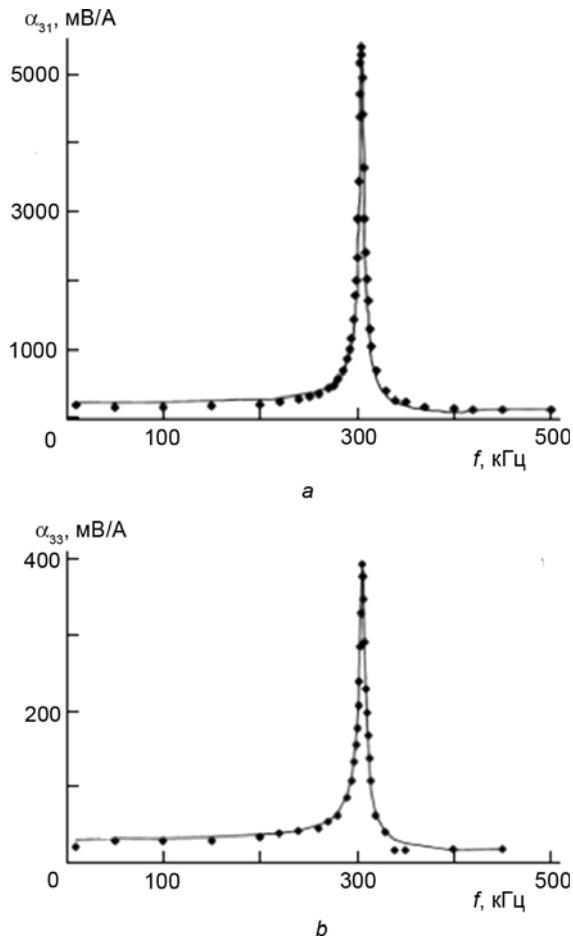


Рис. 13. Частотные зависимости МЭ коэффициентов по напряжению: а – при поперечной ориентации полей H_z и E , б – при продольной ориентации полей H_z и E (сплошная линия – теория, \blacklozenge – эксперимент)
Fig. 13. Frequency dependences of ME voltage coefficients: а – the transverse orientation of H_z and E fields, б – the longitudinal orientation of H_z and E fields (solid line – theory, \blacklozenge – experiment)

Видно, что теоретические расчеты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами. На частоте около 300 кГц происходит резонансное увеличение величины МЭ эффекта. Максимальное значение МЭ коэффициента наблюдается при поперечной ориентации полей H_z и E и составляет величину 5200 мВ/А, в то время как при продольной ориентации полей величина МЭ эффекта на порядок меньше. При расчетах использовались следующие значения параметров: для никелевой шпинели – ${}^m s_{11} = 6,5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$; ${}^m q_{31} = 125 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$; ${}^m q_{11} = -680 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$ и $\epsilon_{33}/\epsilon_0 = 10$; для PZT – ${}^p s_{11} = 15,3 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$; ${}^p d_{31} = -175 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ и $\epsilon_{33}/\epsilon_0 = 1750$ [63].

Магнитоэлектрический эффект в слоистых феррит-пьезоэлектрических композитах может быть описан также при использовании классической феноменологической теории Ландау [66]. Предполагая, что поляризации P_1 и P_2 в плоскости равны нулю (рис. 12), можно записать стандартную упругую функцию Гиббса для слоистого композита следующим образом:

$$G_1 = a_1^* P_3^2 + a_{11}^* P_3^4 + a_{111} P_3^6 + (u_i^p)^2 / s^p - E P_3, \quad (13)$$

где

$$a_1^* = a_1 - \frac{2Q_{12}}{s^p} u_i^p; \quad (14)$$

$$a_{11}^* = a_{11} + \frac{Q_{12}^2}{s^p}; \quad (15)$$

$$s^p = s_{11}^p + s_{12}^p. \quad (16)$$

Здесь a_1 , a_{11} и a_{111} – диэлектрическая жесткость и коэффициенты жесткости более высокого порядка при постоянном напряжении. При этом предполагается, что температурной зависимостью поляризации в пластинке PZT главным образом управляет диэлектрическая жесткость $a_1 = (T - T_C)/2\epsilon_0 C$, так как коэффициенты жесткости более высокого порядка a_{11} и a_{111} могут быть взяты как не зависящие от температуры параметры. Параметр Q_{12} соответствует электрострикционному коэффициенту, T_C и C – температура Кюри и константа Кюри-Вейсса, ϵ_0 – электрическая постоянная, $u^p = u_i^p$ ($i = 1, 2$) – эффективная остаточная деформация в плоскости сегнетоэлектрической пластинки. Здесь механическое двумерное зажатие пластинки феррита нарушает симметрию системы и перенормирует члены поляризации второго и четвертого порядка. Равновесные соотношения между поляризацией P_3 , деформацией u_i^p , температурой T и электрическим полем E могут быть получены из условия минимума термодинамического потенциала, то есть

$$2a_1^* P_3 + 4a_{11}^* P_3^3 + 6a_{111} P_3^5 - E = 0. \quad (17)$$

Таким образом, выражение для спонтанной поляризации P_3 в сегнетоэлектрической пластинке может быть получено из уравнения (17), полагая $E = 0$:

$$P_3^2 = -a_1^* + [2a_1^* - 3a_{11}^* a_1^*]^{1/2} / 3a_{111}. \quad (18)$$

Можно видеть, что (18) устанавливает зависимость поляризации от эффективной остаточной деформации u^p и температуры T в пьезоэлектрической фазе.

Перспективы применения МЭ эффекта

Проведенные к настоящему времени исследования МЭ эффекта в магнитоэлектриках демонстрируют реальные возможности его практического приме-



нения в различных устройствах электроники. Наиболее перспективными являются следующие устройства: датчики переменных магнитных полей, твердотельные трансформаторы напряжения и МЭ память.

Магнитоэлектрический датчик переменного магнитного поля

Конструкция МЭ датчика переменного магнитного поля представлена на рис. 14 [45].

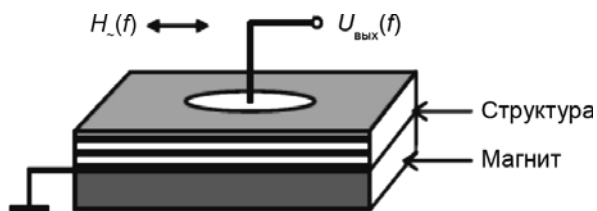


Рис. 14. Конструкция МЭ датчика переменного магнитного поля

Fig. 14. Design of the ME alternating magnetic field sensor

Датчик состоит из МЭ многослойной пленочной структуры с металлическими электродами и магнита, который создает касательное магнитное поле смещения для обеспечения максимальной чувствительности. Если поместить такой датчик в переменное магнитное поле $H_~(f)$ с частотой f , то он сгенерирует выходное напряжение $U_{\text{вых}}(f)$, пропорциональное измеряемому полю.

Преимущество над другими датчиками: высокая чувствительность – до 500 В/Тл (0,02–5 В/Тл – у датчика Холла), не требует дополнительного источника питания и обладает более высокой радиационной стойкостью.

Магнитоэлектрический трансформатор напряжения

Конструкция трансформатора напряжения на основе МЭ эффекта показана на рис. 15 [45].

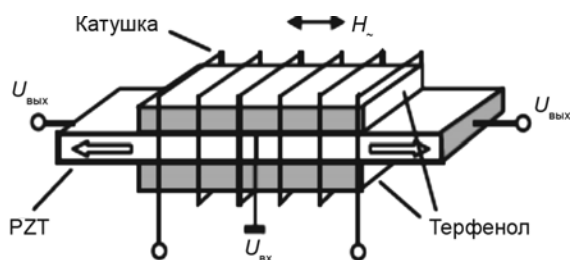


Рис. 15. Конструкция МЭ трансформатора напряжения

Fig. 15. Design of the ME voltage transformer

Трансформатор содержит трехслойную МЭ структуру Терфенол-D – PZT – Терфенол-D, на которую намотано N витков катушки индуктивности. Для обеспечения максимума МЭ преобразования трансформатор помещается в продольное постоянное магнитное поле. Поданное на катушку переменное входное напряжение $U_{\text{вх}}(f)$ создает переменное маг-

нитное поле $H_~(f)$, которое, вследствие обратного МЭ эффекта, приводит к генерации переменного выходного напряжения $U_{\text{вых}}(f)$, снимаемого с обкладок пьезопластины PZT. Для МЭ структуры с размерами $70 \times 10 \times 6$ мм на резонансной частоте 21,3 кГц можно получить коэффициент трансформации $U_{\text{вых}}/U_{\text{вх}} = 260$, недостижимый в трансформаторах другого типа.

Магнитоэлектрическая память

Наличие МЭ связи в мультиферроиках может быть использовано в МЭ памяти [67]. Работа МЭ памяти с прямым доступом (MERAM) использует комбинацию МЭ связи и межфазной обменной связи между мультиферроиком и ферромагнетиком для переключения намагниченности ферромагнитного слоя, применяя приложенное электрическое напряжение (рис. 16).

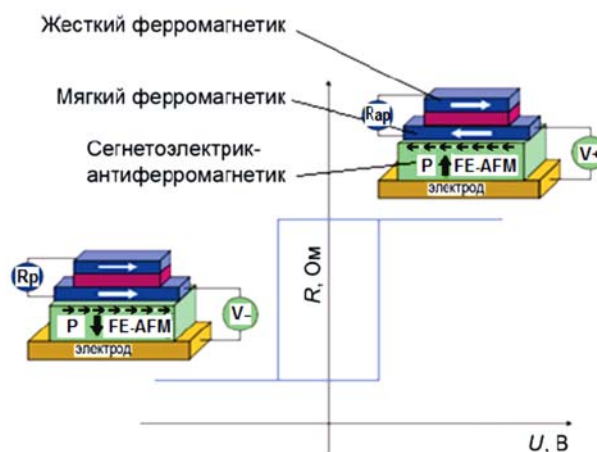


Рис. 16. Эскиз возможного элемента MERAM. Двоичная информация запоминается направлением намагниченности мягкого ферромагнетика, считывается сопротивлением магнитного тройного слоя (R_p , когда намагниченности двух ферромагнитных слоев параллельны) и записывается, подавая напряжение к мультиферроичному слою сегнетоэлектрик – антиферромагнетик (FE – AFM). Если намагниченность мягкого ферромагнетика сопряжена со спинами в мультиферроике (малые белые стрелки) и если МЭ связь достаточно сильная, то переключение сегнетоэлектрической поляризации P в мультиферроике изменяет магнитную конфигурацию в тройном слое от параллельной до антипараллельной и сопротивление от R_p до антипараллельного R_{ap} . При этом достигается гистерезисная зависимость сопротивления тройного слоя от напряжения (петля гистерезиса)

Fig. 16. Sketch of a possible MERAM element. The binary information is stored by the magnetization direction of the soft ferromagnetic layer, read by the resistance of the magnetic trilayer (R_p as the magnetizations of the two ferromagnetic layers are parallel), and written by applying a voltage across the multiferroic ferroelectric – antiferromagnetic layer (FE – AFM). If the magnetization of the soft ferromagnetic is coupled to the spins in the multiferroic (small white arrows) and if the magnetoelectric coupling is strong enough, reversing the ferroelectric polarization P in the multiferroic changes the magnetic configuration in the trilayer from the parallel configuration to the antiparallel one, and the resistance from R_p to antiparallel R_{ap} . The trilayer resistance versus the electric voltage is hysteresis (hysteresis loop)

В MERAM магнитоэлектрическая связь позволяет электрическим полем регулировать обменную связь в поверхности раздела между мультиферроиком и ферромагнетиком. Обменная связь через поверхность раздела управляет намагничиванием мягкого ферромагнетика, так чтобы в конечном счете намагниченность могла быть переключена электрической поляризацией мультиферроика. К сожалению, число мультиферроиков, которые могли бы использоваться для MERAM, весьма ограничено, и пока только BiFeO_3 является потенциальным кандидатом благодаря его высокой температуре Нееля (640 К) и сегнетоэлектрической точке Кюри (1100 К).

Достоинства МЭ памяти:

- 1) возможность реализовать логическую схему с четырьмя состояниями в одном устройстве;
- 2) отсутствие движущихся частей;
- 3) использование записывающей схемы, основанной на приложении напряжения, а не пропускании больших токов через токовые шины, дает возможность снизить потребляемую устройством энергию;
- 4) отсутствие наводок, неизбежно возникающих при управлении магнитным полем при традиционном способе магнитной записи информации;
- 5) упрощается конструкция и технология изготовления устройства.

Кроме того, МЭ эффект может быть применен в головках записи/считывания в жестких дисках, устройствах на доменных границах, спиновых полевых транзисторах, сверхвысокочастотных устройствах и т. д. [3].

Таким образом, в работе сделан обзор теоретических и экспериментальных исследований МЭ эффекта в кристаллах и композитах в период с 1956 г. по настоящее время. Показано, что величина МЭ эффекта зависит от взаимной ориентации электрического и магнитного полей, величин напряженностей и частот электрического и магнитного полей, объемной доли составляющих композит компонент и температуры. Обзор заканчивается перспективами применения магнитоэлектрического эффекта в различных устройствах электроники нового поколения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках госзаказа «Модификация полимерных связующих и разработка технологических процессов изготовления деталей из полимерных композиционных материалов безавтоклавным методом» и РФФИ по гранту № 13-02-00663.

Список литературы

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИФМЛ, 1956.
2. Fiebig M. Revival of the magnetoelectric effect // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. 123–152.

3. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // Успехи физических наук. 2012. Т. 182, № 6. С. 593–620.

4. Дзялошинский И.Е. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // ЖЭТФ. 1959. Т. 37, № 3. С. 881–882.

5. Астров Д.Н. О магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // ЖЭТФ. 1960. Т. 38, № 3. С. 984–985.

6. Астров Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома // ЖЭТФ. 1961. Т. 40, № 4. С. 1035–1041.

7. Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. Anisotropy of the magnetoelectric effect in Cr_2O_3 // Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 6, No. 11. P. 607–608.

8. Альшин Б.И., Астров Д.Н. О магнитоэлектрическом эффекте в окиси титана Ti_2O_3 // ЖЭТФ. 1963. Т. 44, № 4. С. 1195–1198.

9. Альшин Б.И., Астров Д.Н., Тищенко А.В., Петров С.В. Магнитоэлектрический эффект в BaCoF_4 // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12, № 5. С. 206–209.

10. Шмид Г. Двойникование и секториальный рост в кристаллах борацитов никеля, выращенных транспортными реакциями // Рост кристаллов. 1967. Т. 7, Ч. 1. С. 32–65.

11. Альшин Б.И., Астров Д.Н., Батуров Л.Н. Магнитоэлектрический эффект в манганате свинца // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22, № 9. С. 444–446.

12. Перекалина Т.М., Сидненко Е.В., Черкезян С.А., Смирновская Е.М., Махоткин В.Е. Магнитные свойства и магнитоэлектрический эффект кристаллов $\text{Co}_{1,75}\text{Mn}_{1,25}\text{O}_4$ // ЖЭТФ. 1980. Т. 79, № 6. С. 2328–2333.

13. Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н. Сегнетомагнетики. М.: Наука, 1982.

14. Смоленский Г.А., Чупис И.Е. Сегнетомагнетики // Успехи физических наук. 1982. Т. 137, № 3. С. 415–448.

15. Сегнетомагнитные вещества: сборник научных трудов. М.: Наука, 1990.

16. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37, № 10. С. 565–567.

17. Brown W.F.Jr., Hornreich R.M., Shtrikman S. Upper bound on the magnetoelectric susceptibility // Phys. Rev. 1968. Vol. 168. P. 574–588.

18. Ryu J., Priya Sh., Uchino K., Kim H.-I. Magnetoelectric effect in composites of magnetostrictive and piezoelectric materials // Journal of Electroceramics. 2002. Vol. 8. P. 107–119.

19. Van den Boomgard J., van Run A.M.J.G., van Suchtelen J. Piezoelectric – piezomagnetic composites with magnetoelectric effect // Ferroelectrics. 1976. Vol. 14. P. 727–732.

20. Van den Boomgard J., van Run A.M.J.G. Poling of a ferroelectric medium by means of a built-in space charge field with special reference to sintered magnetoelectric composites // Solid State Comm. 1976. Vol. 19. P. 405–407.



21. Gridnev S.A., Kalgin A.V. Mutual doping of components in magnetoelectric particulate $\text{PbZr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47}\text{O}_3 - \text{Mn}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ composite // *Phys. Stat. sol. (b)*. 2010. Vol. 247, No. 7. P. 1769–1772.
22. Srinivasan G., Rasmussen E.T., Gallegos J. et al. Magnetoelectric bilayer and multilayer structures of magnetostrictive and piezoelectric oxides // *Phys. Rev. B*. 2001. Vol. 64. P. 214408.
23. Перов Н.С., Фетисов Л.Ю., Фетисов Ю.К. Резонансное магнитоэлектрическое взаимодействие в несимметричной биморфной структуре ферромагнетик – сегнетоэлектрик // *Письма в ЖТФ*. 2011. Т. 37, № 6. С. 1–7.
24. Babu S.N., Bhimasankaram T., Suryanarayana S.V. Magnetoelectric effect in metal – PZT laminates // *Bull. Mater. Sci*. 2005. Vol. 28, No. 5. P. 419–422.
25. Pan D.A., Bai Y., Chu W.Y., Qiao L.J. Magnetoelectric effect in a Ni – PZT – Ni cylindrical layered composite synthesized by electro-deposition // *J. Phys. D: Appl. Phys*. 2008. Vol. 41. P. 022002–022005.
26. Pan D.A., Bai Y., Chu W.Y., Qiao L.J. Ni – PZT – Ni trilayered magnetoelectric composites synthesized by electro-deposition // *J. Phys. D: Condens Matter*. 2008. Vol. 20. P. 025203–025206.
27. Srinivasan G., De Vreugd C.P., Laletin V.M., Paddubnaya N., Bichurin M.I., Petrov V.M., Phillipov D.A. Resonant magnetoelectric coupling in trilayers of ferromagnetic alloys and piezoelectric lead zirconate titanate: The influence of bias magnetic field // *Phys. Rev. B*. 2005. Vol. 71. P. 184423.
28. Dong S.X., Zhai J.Y., Wang N.G., Bai F.M., Li J.F., Viehland D., Lograsso T.A. Fe-Ga / $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ - PbTiO_3 magnetoelectric laminate composites // *Appl. Phys. Lett*. 2005. Vol. 87. P. 222504.
29. Srinivasan G., Rasmussen E.T., Hayes R. Magnetoelectric effects in ferrite – lead zirconate titanate layered composites: The influence of zinc substitution in ferrites // *Phys. Rev. B*. 2003. Vol. 67. P. 014418–014427.
30. Pan D.A., Zhang S.G., Volinsky A.A., Qiao L.J. Shape and size effects on layered Ni/PZT/Ni composites magnetoelectric performance // *J. Phys. D: Appl. Phys*. 2008. Vol. 41. P. 172003–172007.
31. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Srinivasan G. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит – пьезоэлектрических материалах // *ФТТ*. 2004. Т. 46, № 9. С. 1621–1627.
32. Ryu J., Priya S., Carazo A.V., Uchino K., Kim H.E. Effect of Magnetostrictive Layer on Magnetoelectric Properties in Lead Zirconate Titanate / Terfenol-D Laminate Composites // *J. Am. Ceram. Soc*. 2001. Vol. 84. P. 2905–2908.
33. Record P., Popov C., Fletcher J., Abraham E., Huang Z., Chang H., Whatmore R.W. Direct and converse magnetoelectric effect in laminate bonded Terfenol-D – PZT composites // *Sensor. Actuat. B – Chem*. 2007. Vol. 126. P. 344–349.
34. Kuwata J., Uchino K., Nomura S. Phase transitions on the $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - \text{PbTiO}_3$ system // *Ferroelectrics*. 1981. Vol. 37. P. 579–582.
35. Kuwata J., Uchino K., Nomura S. Dielectric and piezoelectric properties of 0.91 $(\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - 0.09 \text{PbTiO}_3$ single crystals // *Jpn. J. Appl. Phys*. 1982. Vol. 21. P. 1298.
36. Буш А.А., Каменцев К.Е., Мещеряков В.Ф., Фетисов Ю.К., Чашин Д.В., Фетисов Л.Ю. Низкочастотный магнитоэлектрический эффект в композитной планарной структуре галфенол – цирконат-титанат свинца // *ЖТФ*. 2009. Т. 79, № 9. С. 71–77.
37. Fetisov Y.K., Petrov V.M., Srinivasan G. Inverse magnetoelectric effects in a ferromagnetic – piezoelectric layered structure // *J. Mater. Research*. 2007. Vol. 22, No. 8. P. 2074–2080.
38. Jia Y., Or S.W., Chan H.L.W., Zhao X., Luo H. Converse magnetoelectric effect in laminated composites of PMN-PT single crystal and Terfenol-D alloy // *Appl. Phys. Lett*. 2006. Vol. 88. P. 242902.
39. Bichurin M., Petrov V., Zakharov A., Kovalenko D., Yang S., Maurya D., Bedekar V., Priya Sh. Magnetoelectric interactions in lead-based and lead-free composites // *Materials*. 2011. Vol. 4. P. 651–702.
40. Гриднев С.А., Толстых Н.А. Бессвинцовая пьезокерамика: современное состояние и перспективы развития // *Альтернативная энергетика и экология – ISJAEЕ*. 2011. Т. 101, № 9. С. 17–24.
41. Пятаков А.П. Наноконпозиты для магнитной электроники // *Бюллетень «МАГО»*. 2007. Т. 8, № 1. С. 1–3.
42. Zavaliche F., Zheng H., Mohaddes-Ardabili L., Yang S.Y., Zhan Q., Shafer P., Reilly E., Chopdekar R., Jia Y., Wright P., Schlom D.G., Suzuki Y., Ramesh R. Electric Field-Induced Magnetization Switching in Epitaxial Columnar Nanostructures // *Nano Letters*. 2005. Vol. 5, No. 9. P. 1793–1796.
43. Wan J.-g., Weng Y., Wu Y., Li Zh., Liu J.-m., Wang G. Controllable phase connectivity and magnetoelectric coupling behavior in $\text{CoFe}_2\text{O}_4 - \text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ nanostructured films // *Nanotechnology*. 2007. Vol. 18. P. 465708–465712.
44. Ma J., Hu J., Li Zh., Nan C.-W. Recent progress in multiferroic magnetoelectric composites: from bulk to thin films // *Adv. Mater*. 2011. Vol. 23. P. 1062–1087.
45. Фетисов Ю.К. Низкочастотный магнитоэлектрический эффект в многослойных структурах магнетик – пьезоэлектрик и его применение в электронике // *Научный вестник МИРЭА*. 2006. № 1. С. 66–75.
46. Gridnev S.A., Kalgin A.V., Amirov A.A., Kamilov I.K. Magnetic and magnetoelectric properties of particulate $x\text{PbZr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47}\text{O}_3 - (1-x)\text{Mn}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ composites // *Ferroelectrics*. 2010. Vol. 397. P. 142–150.
47. Wu D., Gong W., Deng H., Li M. Magnetoelectric composite ceramics of nickel ferrite and lead zirconate titanate via in situ processing // *J. Phys. D: Appl. Phys*. 2007. Vol. 40. P. 5002–5005.

48. Laletsin U., Padubnaya N., Srinivasan G., De Vreugd C.P. Frequency dependence of magnetoelectric interactions in layered structures of ferromagnetic alloys and piezoelectric oxides // *Appl. Phys. A*. 2004. Vol. 78. P. 33–36.
49. Фетисов Л.Ю., Фетисов Ю.К., Перов Н.С., Чашин Д.В. Магнитоэлектрический эффект в планарных структурах аморфный ферромагнетик FeNiSiC – пьезоэлектрик // *ЖТФ*. 2011. Т. 81, № 4. С. 56–61.
50. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. Низкочастотный и резонансный магнитоэлектрический эффекты в объемных композиционных структурах феррит никеля – цирконат-титанат свинца // *ЖТФ*. 2012. Т. 82, № 1. С. 47–51.
51. Gridnev S.A., Kalgin A.V. Inverse magnetoelectric effect in two-layer $\text{PbZr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47}\text{O}_3$ – $\text{Mn}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ composite // *Ferroelectrics*. 2010. Vol. 397. P. 128–134.
52. Milgrom M., Shtrikman S. The magnetoelectric effect of composites and polycrystals // *Ferroelectrics*. 1994. Vol. 162. P. 87–91.
53. Nan C.W. Magnetoelectric effect in composites of piezoelectric and piezomagnetic phases // *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 50. P. 6082–6088.
54. Benveniste Y. Magnetoelectric effect in fibrous composites with piezoelectric and piezomagnetic phases // *Phys. Rev. B*. 1995. Vol. 51. P. 16424–16427.
55. Nan C.W., Li M., Huang J.H. Calculations of giant magnetoelectric effects in ferroic composites of rare-earth – iron alloys and ferroelectric polymers // *Phys. Rev. B*. 2001. Vol. 63. P. 144415–144423.
56. Petrov V.M., Bichurin M.I., Laletin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G. Magnetoelectric interaction phenomena in crystals. Dordrecht: Kluwer, 2004.
57. Huang J.H. Analytical predictions for the magnetoelectric coupling in piezomagnetic materials reinforced by piezoelectric ellipsoidal inclusions // *Phys. Rev. B*. 1998. Vol. 58. P. 12–15.
58. Kamenetskii E.O. Theory of bianisotropic crystal lattices // *Phys. Rev. E*. 1998. Vol. 57. P. 3563–3573.
59. Bergman D.J., Strelnik Y.M. Anisotropic ac electrical permittivity of a periodic metal – dielectric composite film in a strong magnetic field // *Phys. Rev. Lett*. 1998. Vol. 80. P. 857–860.
60. Shi Z., Nan C.W., Liu J.M., Filippov D.A., Bichurin M.I. Influence of mechanical boundary conditions and microstructural features on magnetoelectric behavior in a three-phase multiferroic particulate composite // *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 70. P. 134417–134422.
61. Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric coupling in magnetostrictive – piezoelectric bilayers // *Phys. Rev. B*. 2003. Vol. 68. P. 054402–054414.
62. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик – пьезоэлектрик // *ФТТ*. 2005. Т. 47, № 6. С. 1082–1084.
63. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Поддубная Н.Н., Srinivasan G. Гигантский магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах в области электромеханического резонанса // *Письма в ЖТФ*. 2004. Т. 30, № 1. С. 15–20.
64. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M., Laletsin V.M., Paddubnaya N., Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites // *Phys. Rev. B*. 2003. Vol. 68. P. 132408–132411.
65. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гибридных феррит-пьезоэлектрических композиционных материалах // *Письма в ЖТФ*. 2004. Т. 30, № 9. С. 6–11.
66. Zhong C.G., Jiang Q. Theory of the magnetoelectric effect in multiferroic epitaxial $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.3}\text{Ti}_{0.7})\text{O}_3/\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ heterostructures // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. Vol. 41. P. 115002–115007.
67. Bibes M., Barthelemy A. Towards a magnetoelectric memory // *Nature materials*. 2008. Vol. 7. P. 425–426.



RE POWER SRI LANKA-2013
МЕЖДУНАРОДНАЯ ВЫСТАВКА
ВОЗОБНОВЛЯЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ



Время проведения: 14 – 16.06.2013
Место проведения: Шри-Ланка, Коломбо, ВК Sri Lanka Exhibition & Convention Centre (SLECC)
Тема: Экология