

06

Теория квазистатического магнитоэлектрического взаимодействия в трехслойных асимметричных пьезомагнитоэлектрических структурах

© Д.А. Филиппов, Т.А. Галкина, И.Н. Маничева

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,
173003 Великий Новгород, Россия
e-mail: dmitry.filippov@novsu.ru

Поступило в Редакцию 27 июля 2022 г.

В окончательной редакции 11 ноября 2022 г.

Принято к публикации 15 ноября 2022 г.

Приведено теоретическое описание квазистатического магнитоэлектрического взаимодействия в трехслойных структурах, состоящих из пьезоэлектрика и двух слоев ферромагнетиков с положительной и отрицательной магнитоэлектрической связью. Используя систему уравнений эласто- и электростатики для пьезоэлектрической и двух магнитоэлектрических фаз, получены выражения для электрического отклика структуры при помещении ее в магнитное поле. При рассмотрении эффекта учтены вклады от продольных и изгибных деформаций. Показано, что использование асимметричной трехслойной структуры привело к увеличению почти на порядок величины магнитоэлектрического взаимодействия по сравнению с двухслойной структурой. Представлены зависимости величины эффекта от толщины третьего слоя для структуры никель/цирконат-титанат свинца/метглас.

Ключевые слова: пьезомагнитоэлектрические композиты, магнитоэлектричество, магнитоэлектрический эффект.

DOI: 10.21883/JTF.2023.02.54497.193-22

Введение

В пьезомагнитоэлектрических композитах благодаря механическому взаимодействию между магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фазами образуется взаимосвязь электрических и магнитных свойств материалов. При помещении структуры в магнитное поле возникает электрическое напряжение между обкладками образца (прямой или direct магнитоэлектрический (МЭ) эффект), или, наоборот, происходит изменение намагниченности образца при помещении его в электрическое поле (обратный или converse МЭ эффект).

Весьма перспективным оказалось использование пьезомагнитоэлектрических композиционных материалов для создания преобразователей ток-напряжение (МЭ генераторов) [1–3], сборщиков энергии [4], высокочувствительных датчиков магнитного поля [5–11], электрически перестраиваемых катушек индуктивности [12]. Для получения максимального эффекта принципиальным остается вопрос повышения эффективности МЭ преобразования, особенно в области низких частот, где величина МЭ связи практически не зависит от частоты. Величина МЭ эффекта в области электромеханического резонанса значительно выше его низкочастотного значения, однако поскольку ширина линии электромеханического резонанса довольно узкая, то создавать сборщики энергии, работающие только на этой частоте, нецелесообразно ввиду малой доли энергии, приходящейся на резонансную область.

В отличие от монокристаллов, где механизмом МЭ взаимодействия является изменение спин-орбитального взаимодействия электрона при наложении внешнего электрического поля [13] в пьезомагнитоэлектрических композитах механизмом возникновения МЭ отклика системы является механическое взаимодействие пьезоэлектрической и магнитоэлектрической подсистем [14]. При наложении магнитного поля в ферромагнетике, вследствие магнитоэлектрической связи возникают механические деформации, которые благодаря наличию механической связи на границе раздела ферромагнетик-пьезоэлектрик, посредством возникающих напряжений, передаются в пьезоэлектрик, в результате чего происходит изменение поляризации и возникает разность потенциалов между обкладками. Наиболее распространенными материалами для создания пьезомагнитоэлектрических структур в качестве ферромагнетиков являются пермендюр, никель, D-терфенол, аморфный сплав метглас, а в качестве пьезоэлектриков обычно используются пьезокерамика ЦТС, (PZT), монокристаллы кварца, арсенида галлия. При помещении их в магнитное поле в плоскости образца возникают продольные деформации типа растяжение-сжатие. Эти деформации приводят к возникновению в слоистой структуре также деформаций типа растяжение-сжатие, а в несимметричной структуре еще изгибных деформаций.

При изучении МЭ связи в области изгибных деформаций обычно используют двухслойные структуры пьезоэлектрик-ферромагнетик [15]. Наряду с ними, с

целью повышения эффективности МЭ преобразования, стали использовать трех- и четырехслойные асимметричные структуры. Это позволяет, варьируя состав и физические свойства слоев, лучше осуществлять управление параметрами структуры и повысить эффективность МЭ взаимодействия. В работе [16] исследована биморфная асимметричная структура, состоящая из двух слоев пьезокерамики PZT с противоположными направлениями поляризации, расположенными между двумя слоями ферромагнетиков, в качестве которых использовался аморфный сплав метглас состава $\text{Fe}_{90,3}\text{Ni}_{1,5}\text{Si}_{5,2}\text{B}_3$ с положительной продольной магнитострикцией и слоем никеля с отрицательной магнитострикцией. Величина МЭ взаимодействия в такой структуре оказалась на порядок выше, чем в двухслойной структуре Ni-PZT с аналогичными параметрами и сравнимыми размерами. В [17,18] приведены экспериментальные исследования МЭ связи в структуре Terfenol-D/PZT/Ni при различных толщинах никеля. В этих работах экспериментально показано, что эффективность МЭ преобразования в области изгибной моды колебаний значительно превышает величину МЭ взаимодействия в двухслойных структурах. Однако при проведении эксперимента соотношение между толщинами слоев пьезоэлектрика и ферромагнетика не рассчитывалось, чтобы получить максимальную величину МЭ взаимодействия, вследствие чего структура была не оптимальной. Теория МЭ эффекта, вызванного изгибными деформациями, в нестандартной асимметричной трехслойной структуре, в которой пьезоэлектрический слой располагался не внутри, а снаружи двух магнитострикционных слоев, представлена в работе [19]. В этой работе учитывался вклад в величину МЭ взаимодействия только от изгибных колебаний. Однако, как показано в работе [20], в двухслойной структуре вклады в эффект от продольных и изгибных колебаний имеют разные знаки, и в результате чего в зависимости от соотношения толщин между слоями они вносят в величину результирующего МЭ эффекта различные вклады. В настоящей работе рассмотрена типичная трехслойная асимметричная структура, в которой пьезоэлектрический слой расположен между двумя слоями ферромагнетиков с положительной и отрицательной магнитострикцией. При рассмотрении эффекта произведен одновременно учет вклада в эффект от планарных и изгибных колебаний. Целью настоящей работы было выявление влияния третьего слоя на величину МЭ взаимодействия и определение соотношений между толщинами слоев, при котором величина МЭ связи имеет максимальное значение.

1. Модель. Основные уравнения

В качестве модели рассмотрим трехслойную асимметричную структуру, состоящую из пьезоэлектрика, расположенного между слоями ферромагнетиков с поло-

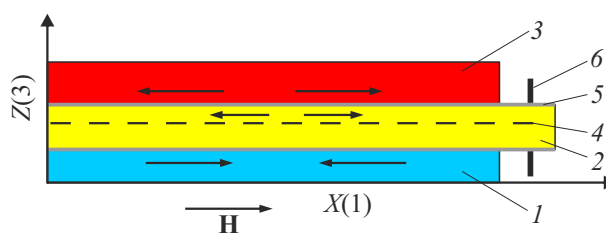


Рис. 1. Схематичное изображение структуры: 1 — первый слой — магнетик толщиной t^{m1} (отрицательная магнитострикция); 2 — второй слой — пьезоэлектрик толщиной t^p ; 3 — третий слой — магнетик толщиной t^{m2} (положительная магнитострикция); 4 — нейтральный слой; 5 — тонкий слой Ag; 6 — электроды.

жительной и отрицательной магнитострикцией. Схематичное изображение структуры представлено на рис. 1.

В дальнейшем мы будем предполагать, что длина образца много больше его ширины и толщины. В этом приближении материальные уравнения для пьезоэлектрической и магнитострикционных фаз будут иметь следующий вид:

$$S_i^p = \frac{1}{Y^p} (T_i^p - \nu T_j^p) + d_{31}^p E_3, \quad (1)$$

$$S_i^{m1} = \frac{1}{Y^{m1}} (T_i^{m1} - \nu T_j^{m1}) + q_{1i}^{m1} H_1, \quad (2)$$

$$S_i^{m2} = \frac{1}{Y^{m2}} (T_i^{m2} - \nu T_j^{m2}) + q_{1i}^{m2} H_1, \quad (3)$$

$$D_3^p = \varepsilon_{33}^p E_3 + d_{31}^p (T_1^p + T_2^p), \quad (4)$$

где индексы i и j принимают значения 1 и 2, причем $i \neq j$. Здесь $S_i^p, S_i^{m1}, S_i^{m2}$ — компоненты тензора деформаций пьезоэлектрического, первого и второго магнитострикционных слоев, Y^p, Y^{m1}, Y^{m2} — их модули Юнга, ν — коэффициент Пуассона, E_3^p, D_3^p — компоненты вектора напряженности электрического поля и электрической индукции, $T_i^p, T_i^{m1}, T_i^{m2}$ — компоненты тензора напряжений пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз, $d_{31}^p, q_{1i}^{m1}, q_{1i}^{m2}$ — пьезоэлектрический и пьезомагнитные коэффициенты, ε_{33}^p — компонента тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика.

При помещении образца в магнитное поле в слое с отрицательной магнитострикцией (никель, феррит-никелевая шпинель) возникают деформации сжатия, а в слое с положительной магнитострикцией (пермендюр, D-терфенол, аморфный сплав метглас) возникают деформации растяжения. Посредством механической связи через границу раздела эти деформации передаются в пьезоэлектрик, в результате чего в нем возникают продольные деформации растяжения или сжатия. Кроме того, поскольку механические напряжения, возникающие вследствие деформаций, не являются аксиальными, то возникает изгибающий момент, который ведет к возникновению изгибных деформаций. Вследствие этого,

при помещении образца в магнитное поле в пьезоэлектрике возникают одновременно два типа деформаций — продольные деформации и деформации изгиба. Оба типа этих деформаций дают вклад в величину МЭ взаимодействия.

2. Продольные деформации

При рассмотрении МЭ взаимодействия мы ограничимся квазистатическим случаем, т.е. случаем, когда длина и ширина образца много меньше длины акустических волн, распространяющихся в плоскости образца. Для типичных размеров образца порядка 10^{-2} м это справедливо вплоть до частот порядка несколько кГц. В этом случае можно пренебречь изменением деформаций и напряжений по длине и ширине образца. Кроме того, будем считать, что слои ферромагнетиков и пьезоэлектрика тонкие, поэтому можно предположить, что деформации слоев одинаковые, т.е. при продольных деформациях имеет место следующее равенство:

$$S_i^p = S_i^{m1} = S_i^{m2} = S_i. \quad (5)$$

Условие равновесия, а именно равенство нулю X и Y проекции силы, дает следующее уравнение, связывающее между собой напряжения в пьезоэлектрическом и магнитоэлектрических слоях:

$$t^p T_i^p + t^{m1} T_i^{m1} + t^{m2} T_i^{m2} = 0. \quad (6)$$

Выражая из уравнений (1)–(3) компоненты тензора напряжений через компоненты тензора деформаций, а затем подставляя полученные выражения в уравнение (6), получим следующее уравнение, связывающее между собой деформации с приложенным магнитным и индуцированным электрическим полями

$$(S_i + S_j) = \frac{1}{\bar{Y}t} \left\{ 2Y^p t^p d_{31}^p E_{3, long} + \left[\frac{Y^{m1} t^{m1} (q_{1i}^{m1} + q_{1j}^{m1}) + Y^{m2} t^{m2} (q_{1i}^{m2} + q_{1j}^{m2})}{H_1} \right] \right\}. \quad (7)$$

Здесь через $\bar{Y} = (Y^p t^p + Y^{m1} t^{m1} + Y^{m2} t^{m2})/t$ обозначено среднее значение модуля Юнга структуры, а через $t = t^p + t^{m1} + t^{m2}$ обозначена полная толщина структуры.

Используя условие разомкнутой цепи, которое для квазистатического случая запишется в форме $D_3 = 0$, и, подставляя полученное уравнение (7) в выражение для тензора напряжений, а затем в уравнение (4), получим, для индуцированного посредством продольных деформаций электрического поля $E_{3, long}$, следующее выражение:

$$E_{3, long} = \frac{Y^p d_{31}^p}{\varepsilon_{33} \bar{Y} t} \times \frac{[Y^{m1} t^{m1} (q_{11}^{m1} + q_{12}^{m1}) + Y^{m2} t^{m2} (q_{11}^{m2} + q_{12}^{m2})]}{[1 - \nu - 2k_p^2 (1 - Y^p t^p / \bar{Y} t)]} H_1. \quad (8)$$

Здесь через $k_p^2 = Y^p (d_{31}^p)^2 / \varepsilon_{33}$ обозначен квадрат коэффициента электромеханической связи.

Параметром, характеризующим эффективность МЭ преобразования, является МЭ коэффициент по напряжению (magnetoelectric voltage coefficient MEVC) α_E , определяемый как $\alpha_E = E_3 / H_1$. Используя это определение, для MEVC, обусловленного продольными колебаниями, получим выражение в форме

$$\alpha_{E, long} = \frac{Y^p d_{31}^p}{\varepsilon_{33} \bar{Y} t} \times \frac{[Y^{m1} t^{m1} (q_{11}^{m1} + q_{12}^{m1}) + Y^{m2} t^{m2} (q_{11}^{m2} + q_{12}^{m2})]}{[1 - \nu - 2k_p^2 (1 - Y^p t^p / \bar{Y} t)]}. \quad (9)$$

Наряду с MEVC, характеризующим эффективность преобразования магнитного поля в электрическое, для характеристики МЭ связи можно использовать другой коэффициент. На практике, как правило, снимают электрическое напряжение на образце при помещении его в переменное магнитное поле, поэтому для эффективности МЭ преобразования можно использовать коэффициент, равный отношению индуцированного электрического напряжения U к напряженности переменного магнитного поля, его вызвавшего, т.е. $\beta_U = U / H_1$. Этот коэффициент, получивший, согласно работе [20], наименование „магнитоэлектрический коэффициент чувствительности“ (magnetoelectric sensitivity coefficient MESCC), для продольных колебаний будет определяться выражением:

$$\beta_{U, long} = \frac{Y^p t^p d_{31}^p}{\varepsilon_{33} \bar{Y} t} \times \frac{[Y^{m1} t^{m1} (q_{11}^{m1} + q_{12}^{m1}) + Y^{m2} t^{m2} (q_{11}^{m2} + q_{12}^{m2})]}{[1 - \nu - 2k_p^2 (1 - Y^p t^p / \bar{Y} t)]}. \quad (10)$$

В выражения (9) и (10) входит малый параметр $k_p^2 \ll 1$, поэтому данные выражения можно упростить и записать их в более удобном для анализа приближенном виде

$$\alpha_{E, long} = \frac{Y^p d_{31}^p [Y^{m1} t^{m1} (q_{11}^{m1} + q_{12}^{m1}) + Y^{m2} t^{m2} (q_{11}^{m2} + q_{12}^{m2})]}{\varepsilon_{33} \bar{Y} t}, \quad (11)$$

$$\beta_{U, long} = \frac{Y^p t^p d_{31}^p [Y^{m1} t^{m1} (q_{11}^{m1} + q_{12}^{m1}) + Y^{m2} t^{m2} (q_{11}^{m2} + q_{12}^{m2})]}{\varepsilon_{33} \bar{Y} t}. \quad (12)$$

Уравнения (11) и (12) позволяют проанализировать вклад продольных деформаций в величину МЭ взаимодействия в зависимости от физических параметров пьезоэлектрика и ферромагнетиков, входящих в состав композита, и геометрических размеров структуры.

3. Изгибные деформации

При рассмотрении изгибных колебаний мы будем предполагать, что справедлива гипотеза плоских сечений

Бернулли [21] и связь между слоями идеальная. В этом случае деформации, возникающие при изгибе в слое с координатой z , определяются выражением

$$S_1 = \frac{(z - z_0)}{\rho}, \quad (13)$$

где ρ — радиус кривизны нейтрального слоя, z_0 — его координата. Для структуры, изображенной на рис. 1, положение нейтрального слоя дается выражением

$$z_0 = 0.5 \left[Y^{m1} (t^{m1})^2 + Y^p (t^p)^2 + Y^{m2} (t^{m1})^2 + 2Y^p t^{m1} t^p + 2Y^{m2} (t^{m1} + t^p) t^{m2} \right] / \bar{Y}t. \quad (14)$$

Согласно теории изгиба [21], радиус кривизны ρ связан с изгибающим моментом M_y , соотношением

$$1/\rho = M_y/D, \quad (15)$$

где введено обозначение $D = Y^{m1} J_{z_0}^{m1} + Y^p J_{z_0}^p + Y^{m2} J_{z_0}^{m2}$ — цилиндрическая жесткость структуры. Здесь $J_{z_0}^{m1}$, $J_{z_0}^p$, $J_{z_0}^{m2}$ — моменты инерции сечений слоев относительно оси z_0 , которые, согласно теореме Штейнера, определяются следующими выражениями:

$$J_{z_0}^{m1} = \frac{1}{12} W (t^{m1})^3 + W t^{m1} (0.5 t^{m1} - z_0)^2, \quad (16)$$

$$J_{z_0}^p = \frac{1}{12} W (t^p)^3 + W t^p (t^{m1} + 0.5 t^p - z_0)^2, \quad (17)$$

$$J_{z_0}^{m2} = \frac{1}{12} W (t^{m2})^3 + W t^{m2} (t^{m1} + t^p + 0.5 t^{m2} - z_0)^2, \quad (18)$$

где W — ширина образца.

Изгибающий момент, возникающий в структуре в результате магнитоэлектрической стрижки во внешнем магнитном поле, находится из соотношения

$$M_y = W \left[q_{11}^{m1} Y^{m1} t^{m1} \left(\frac{t^{m1}}{2} - z_0 \right) + q_{11}^{m2} Y^{m2} t^{m2} \left(t^{m1} + t^p + \frac{t^{m2}}{2} - z_0 \right) \right] H_1. \quad (19)$$

Под действием изгибающего момента происходит изгиб структуры, вследствие возникающих деформаций в пьезоэлектрическом слое индуцируется электрическое поле. Используя уравнения (13) и (15), а также условие разомкнутой цепи, для электрического поля, возникающего в результате изгибных деформаций, получим следующее выражение:

$$E_{3,bend}^p = Y^p \frac{d_{31}^p M_y}{\varepsilon_{33}^p D} (z - z_0). \quad (20)$$

В отличие от планарных колебаний, при которых возникающее электрическое поле однородно по толщине образца, при изгибных колебаниях индуцируемое электрическое поле неоднородно по толщине пьезоэлектрика,

поэтому величину MEVC $\alpha_{E,bend}$, связанного с изгибными колебаниями, определим следующим образом:

$$\alpha_{E,bend} = \langle E_{3,bend} \rangle / H_1, \quad (21)$$

где $\langle E_{3,bend} \rangle$ — среднее значение напряженности индуцированного электрического поля, которое для данной структуры определяется следующим образом:

$$\langle E_{3,bend} \rangle = \frac{1}{t^p} \int_{t^{m1}}^{t^{m1}+t^p} E_{3,bend} dz. \quad (22)$$

Подставляя выражение (20) в уравнение (22) и проводя интегрирование, мы получим выражение для $\langle E_{3,bend} \rangle$. Затем, подставляя полученное выражение в определение MEVC, даваемое соотношением (21) с использованием выражений (16)–(19) окончательно, для величины коэффициентов MEVC и MESC, обусловленных изгибом, получим следующие выражения:

$$\alpha_{E,bend} = Y^p \frac{d_{31}^p [q_{11}^{m1} Y^{m1} t^{m1} (\frac{t^{m1}}{2} - z_0) + q_{11}^{m2} Y^{m2} t^{m2} (t^{m1} + t^p + \frac{t^{m2}}{2} - z_0)]}{\varepsilon_{33}^p (Y^{m1} J_{z_0}^{m1} + Y^p J_{z_0}^p + Y^{m2} J_{z_0}^{m2}) / W} \times \left(\left(t^{m1} + \frac{t^p}{2} \right) - z_0 \right), \quad (23)$$

$$\beta_{E,bend} = Y^p \frac{d_{31}^p t^p [q_{11}^{m1} Y^{m1} t^{m1} (\frac{t^{m1}}{2} - z_0) + q_{11}^{m2} Y^{m2} t^{m2} (t^{m1} + t^p + \frac{t^{m2}}{2} - z_0)]}{\varepsilon_{33}^p (Y^{m1} J_{z_0}^{m1} + Y^p J_{z_0}^p + Y^{m2} J_{z_0}^{m2}) / W} \times \left(\left(t^{m1} + \frac{t^p}{2} \right) - z_0 \right). \quad (24)$$

Величина моментов инерции сечений $J_{z_0}^{m1}$, $J_{z_0}^p$ и $J_{z_0}^{m2}$ пропорциональна ширине образца WW , поэтому знаменатели, стоящие в выражениях (23) и (24), не зависят от ширины образца, и эффективность МЭ преобразования определяется только физическими параметрами пьезоэлектрика, двух ферромагнетиков и толщинами их слоев.

4. Результаты и обсуждение

Величина результирующего MEVC $\alpha_{E,net}$ и MESC $\beta_{U,net}$ будет определяться суммой вкладов от продольных и изгибных деформаций. На рис. 2 показаны зависимости вкладов в $MEVC_{net}$ от продольных $MEVC_{long}$ и изгибных деформаций $MEVC_{bend}$ для структуры Ni/PZT/Metglas от толщины слоя второго ферромагнетика, (метглас — Me) при фиксированной толщине слоя первого ферромагнетика (Ni) и фиксированной толщине пьезоэлектрика (PZT). При расчетах использовались физические параметры материалов, представленные в таблице. Данные для пьезомагнитных коэффициентов q_{11} и q_{12} были получены путем дифференцирования кривых магнитоэлектрической стрижки, представленных в работах [22,23] при поле подмагничивания $H_{bias} \approx 50$ Ое.

Параметры материалов

Материал	Модуль Юнга, GPa	Плотность ρ , 10^3 kg/m^3	Пьезомодули d_{31} , pC/N, q_{11}, q_{12} ppm/Oe	Диэлектрическая проницаемость, $^P \epsilon_{33}$
PZT	66.7	8.2	-175	$1750\epsilon_0$
Ni	215	8.9	$q_{11} = -0.06, q_{12} = +0.02$	-
Metglas	110	8.2	$q_{11} = +0.3, q_{12} = -0.03$	-

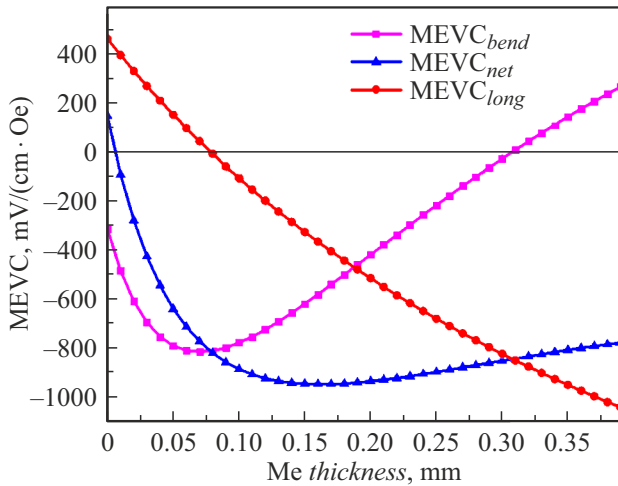


Рис. 2. Зависимость квазистатического MEVC от толщины слоя метгласа t^{m2} для структуры Ni/PZT/Metglas при фиксированной толщине никеля $t^{m1} = 0.2 \text{ mm}$ и толщине пьезоэлектрика $t^p = 0.2 \text{ mm}$.

Выбор в качестве магнестрикционных материалов никеля и метгласа обусловлен тем, что они имеют противоположные знаки магнестрикции и максимальную величину пьезомагнитного коэффициента q при примерно одинаковых значениях поля подмагничивания порядка 50 Oe. При помещении структуры в магнитное поле слой никеля испытывает сжатие, а слой метгласа — растяжение. В результате в зависимости от толщины слоев никеля и метгласа слой пьезоэлектрика может испытывать сжатие или растяжение, или в зависимости от положения нейтрального слоя одна часть испытывать растяжение, а другая сжатие. При малых толщинах слоя Me сила сжатия больше силы растяжения, в результате чего вклад от продольных колебаний в величину эффекта положителен и уменьшается с ростом толщины Me до тех пор, пока, как следует из уравнения (11), не наступит следующее равенство:

$$Y^{m1} t^{m1} (q_{11}^{m1} + q_{12}^{m1}) + Y^{m2} t^{m2} (q_{11}^{m2} + q_{12}^{m2}) = 0. \quad (25)$$

При толщине третьего слоя, при которой выполняется равенство (25), вклад в MEVC от продольных колебаний равен нулю. При дальнейшем увеличении толщины слоя метгласа величина $MEVC_{long}$ меняет знак на противоположный и начинает расти и при толщинах $t^{m2} \gg t^{m1}, t^p$

стремится к предельному значению, равному

$$\lim_{t^{m2} \rightarrow \infty} (\alpha_{E, long}) = Y^p d_{31}^p (q_{11}^{m2} + q_{12}^{m2}) / \epsilon_{33}. \quad (26)$$

Вклад в величину МЭ взаимодействия от изгибных деформаций $MEVC_{bend}$ при малых толщинах третьего слоя имеет знак противоположный знаку $MEVC_{long}$. При увеличении толщины слоя Me он начинает расти и достигает максимума, когда нейтральный слой лежит на границе раздела между слоями с отрицательной и положительной магнестрикцией, т.е. когда выполняется соотношение

$$t^{m1} = 0.5 \left[Y^{m1} (t^{m1})^2 + Y^p (t^p)^2 + Y^{m2} (t^{m1})^2 + 2Y^p t^{m1} t^p + 2Y^{m2} (t^{m1} + t^p) t^{m2} \right] / \bar{Y} t. \quad (27)$$

При дальнейшем увеличении толщины слоя Me величина коэффициента начинает уменьшаться вследствие того, что нейтральный слой перемещается в пьезоэлектрик, в результате чего часть пьезоэлектрика испытывает растяжение, а часть сжатие, что приводит к уменьшению величины МЭ взаимодействия. В случае, когда нейтральный слой будет лежать посередине пьезоэлектрического слоя, т.е. для данной структуры, когда выполняется соотношение $z_0 = t^{m1} + t^p / 2$, то в этом случае, согласно уравнению (23), вклад от изгибных колебаний в величину МЭ взаимодействия будет равен нулю. При дальнейшем увеличении толщины слоя Me величина $MEVC_{bend}$ начинает возрастать, но анализ вклада при дальнейшем росте толщины третьего слоя неинтересен, поскольку такие структуры не реализуются на практике.

Измеряемый на практике $MEVC_{net}$ будет определяться суммой коэффициентов $MEVC_{long}$ и $MEVC_{bend}$. Как следует из графика, представленного на рис. 2, он имеет пологий максимум в области, расположенной за областью, где $MEVC_{long}$ меняет знак, и $MEVC_{bend}$ имеет максимум, при этом для данной структуры величина MEVC в семь раз больше, чем для двухслойной структуры Ni/PZT. При дальнейшем увеличении толщины второго слоя $MEVC_{net}$ уменьшается, вследствие уменьшения $MEVC_{bend}$, вызванного увеличением жесткости структуры.

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов чувствительности структуры к магнитному полю в зависимости от толщины пьезоэлектрика при фиксированной толщине слоев ферромагнетиков. Толщина слоев ферромагнетика подобрана так, чтобы величина

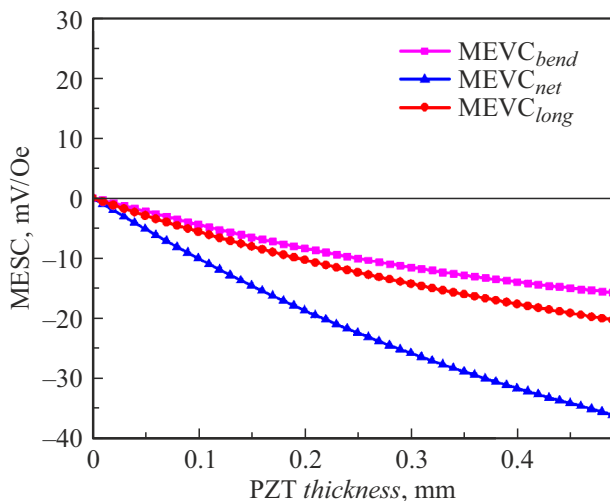


Рис. 3. Зависимость квазистатического MESC от толщины слоя пьезоэлектрика t^p для структуры Ni/PZT/Metglas при фиксированной толщине никеля $t^{m1} = 0.2$ mm и толщине метгласа $t^{m2} = 0.15$ mm.

MEVC имела максимальное значение. При малых по сравнению с толщинами слоев ферромагнетиков толщинах пьезоэлектрика величина коэффициента линейно возрастает с увеличением толщины слоя пьезоэлектрика и стремится к насыщению при толщине $t^p \gg t^{m1}, t^{m2}$, величина которого равна

$$\lim_{t^p \rightarrow \infty} (\beta_{U,net}) = d_{31}^p [Y^{m1} t^{m1} (q_{11}^{m1} + q_{12}^{m1}) + Y^{m2} t^{m2} (q_{11}^{m2} + q_{12}^{m2})] / \epsilon_{33}. \quad (28)$$

Данное значение коэффициента на практике может достигаться для структур, полученных методом напыления магнитоэлектрических слоев на пьезоэлектрическую подложку.

Заключение

Величина МЭ взаимодействия в трехслойных асимметричных структурах очень сильно зависит от соотношения толщины слоя с положительной магнитоэлектрической по отношению к толщине слоя с отрицательной магнитоэлектрической, что позволяет управлять величиной МЭ отклика на этапе изготовления структур. Изменяя толщину второго магнитоэлектрического слоя, можно получить структуру, у которой вклад в МЭ отклик от продольных деформаций будет равен нулю, и величина МЭ отклика будет определяться только изгибными деформациями. В то же время наличие второго магнитоэлектрического слоя, вместо усиления МЭ взаимодействия, может привести к его ослаблению, и при определенном соотношении между толщинами магнитоэлектрических слоев МЭ отклик будет равен нулю. Вместе с тем использование трехслойной асимметричной структуры при определенном соотношении

между толщиной слоя с положительной и отрицательной магнитоэлектрической приводит к увеличению величины МЭ отклика почти на порядок по сравнению с двухслойной структурой.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00763, <https://rscf.ru/project/22-19-00763>

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Cheng Tu, Zhao-Qiang Chu, Benjamin Spetzler, Patrick Hayes, Cun-Zheng Dong, Xian-Feng Liang, Huai-Hao Chen, Yi-Fan He, Yu-Yi Wei, Ivan Lisenkov, Hwaider Lin, Yuan-Hua Lin, Jeffrey McCord, Franz Faupel, Eckhard Quandt and Nian-Xiang Sun. *Materials*, **12**, 2259 (2019). DOI: 10.3390/ma12142259
- [2] Chung Ming Leung, Xin Zhuang, Daniel Friedrichs, Jiefang Li, Robert W. Erickson, V. Laletin, M. Popov, G. Srinivasan, D. Viehland. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 122904 (2017). DOI: 10.1063/1.4996242
- [3] Jitao Zhang, Weiwei Zhu, D.A. Filippov, Wei He, Dongyu Chen, Kang Li, Shengtao Geng, Qingfang Zhang, Liyang Jiang, Lingzhi Cao, Roshan Timilsina, Gopalan Srinivasan. *Rev. Sci. Instrum.*, **90**, 015004 (2019). DOI: 10.1063/1.5082833
- [4] Venkateswarlu Annapureddy, Haribabu Palneedi, Geon-Tae Hwang, Mahesh Peddigari, Dae-Yong Jeong, Woon-Ha Yoon, Kwang-Ho Kim, Jungho Ryu. *Sustainable Energy Fuels*, **1**, 2039 (2017). DOI: 10.1039/c7se00403f
- [5] M. Bichurin, R. Petrov, O. Sokolov, V. Leontiev, V. Kuts, D. Kiselev, Y. Wang. *Sensors*, **21**, 6232 (2021). DOI: 10.3390/s21186232
- [6] T. Deng, Z. Chen, W. Di, R. Chen, Y. Wang, L. Lu, H. Luo, T. Han, J. Jiao, B. Fang. *Smart Mater. Struct.*, **30**, 085005 (2021). DOI: 10.1088/1361-665x/ac0858
- [7] J. Gao, Z. Jiang, S. Zhang, Z. Mao, Y. Shen, Z. Chu. *Actuators*, **10**, 109 (2021). DOI: 10.3390/act10060109
- [8] V. Annapureddy, H. Palneedi, W.-H. Yoon, D.-S. Park, J.-I. Choi, B.-D. Hahn, C.-W. Ahn, J.-W. Kim, D.-Y. Jeong, J.A. Ryu. *Sensors Actuators A: Physical*, **260**(15), 206 (2017). DOI: 10.1016/j.sna.2017.04.017
- [9] D. Viehland, M. Wuttig, J. McCord, E. Quandt. *MRS Bull.*, **3**, 834 (2018). DOI: 10.1557/mrs.2018.261
- [10] V.N. Serov, D.V. Chashin, L.Y. Fetisov, Y.K. Fetisov, A.A. Berzin. *IEEE Sensors J.*, **18**(20), 8256 (2018). DOI: 10.1109/JSEN.2018.2856300
- [11] D.A. Burdin, D.V. Chashin, N.A. Ekonomov, Y.K. Fetisov, A.A. Stashkevich. *JMM*, **405**, 244 (2016). DOI: 10.1016/j.jmmm.2015.12.079
- [12] Yan Yongke, D. Geng Liwei, Zhang Lujie, Gao Xiangyu, Gollapudi Sreenivasulu, Song Hyun-Cheol, Dong Shuxiang, Sanghadasa Mohan, Ngo Khai, Yu.U. Wang, Shashank Priya. *Scientific Reports*, **7**, 16008 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-14455-0

- [13] G.T. Rado. Phys. Rev. Lett., **6** (11), 609 (1961). DOI: 10.1103/PhysRevLett.6.609
- [14] M. Avellaneda, G. Harshe. J. Intell. Mater. Sys. Struc., **5**, 501 (1994). DOI: 10.1177/1045389X9400500406
- [15] M. Bichurin, O. Sokolov, S. Ivanov, V. Leontiev, D. Petrov, G. Semenov, V. Lobekin. Sensors, **22**, 4818 (2022). DOI: 10.3390/s22134818
- [16] Н.С. Перов, Л.Ю. Фетисов, Ю.К. Фетисов. Письма в ЖТФ, **37** (6), 1 (2011). [N.S. Perov, L.Y. Fetisov, Y.K. Fetisov. Tech. Phys. Lett., **37** (6) 244 (2011). DOI: 10.1134/S1063785011030291]
- [17] K. Bi, Y.G. Wang, D.A. Pan, W. Wu. Scr. Mater., **63**, 589 (2010). DOI: 10.1016/j.scriptamat.2010.06.003
- [18] J.H. Cheng, Y.G. Wang, D. Xie. Appl. Phys. Lett., **104**, 252411 (2014). DOI: 10.1063/1.4885515
- [19] Д.А. Филиппов, Т.А. Galichyan, J. Zhang, Ying Liu, Yajun Qi, Tianjin Zhang, G. Srinivasan. ФТТ, **62**, 1192 (2020). DOI: 10.21883/FTT.2020.08.49600.049 [D.A. Filippov, T.A. Galichyan, J. Zhang, Ying Liu, Yajun Qi, Tianjin Zhang, G. Srinivasan. Physic Solid State, **62** (8), 1338 (2020). DOI: 10.1134/S1063783420080156]
- [20] D. Filippov, Ying Liu, Peng Zhou, Bingfeng Ge, Jiahui Liu, Jitao Zhang, Tianjin Zhang, Gopalan Srinivasan. J. Compos. Sci. **5** (11), 287 (2021). DOI: 10.3390/jcs5110287
- [21] А.В. Дарков, Г.С. Шпиро. *Сопротивление материалов* (Высшая школа, М., 1975), 654 с.
- [22] D.V. Chashin, Y.K. Fetisov, K.E. Kamentsev, G. Srinivasan. Appl. Phys. Lett., **92**, 102511 (2008). DOI: 10.1063/1.2896607
- [23] Л.Ю. Фетисов, Ю.К. Фетисов, Н.С. Перов, Д.В. Чашин. ЖТФ, **81** (4), 56 (2011). [L.Y. Fetisov, Y.K. Fetisov, N.S. Perov, D.V. Chashin. Tech. Phys., **56** (4), 485 (2011). DOI: 10.1134/S1063784211040153]