

Магнитоэлектрический эффект в асимметричной слоистой структуре магнетик—пьезоэлектрик

© А.Ю. Осташченко, В.Л. Преображенский*, Р. Pernod**

Совместная европейская лаборатория LEMAC:

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики

(Технический университет),

119454 Москва, Россия

* Научный центр волновых исследований

Института общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,

Москва Россия

** Institut d'Electronique et de Microelectronique et de Nanotechnologie (IEMN–DOAE–UMR CNRS 8520),

Ecole Centrale de Lille, Villeneuve d'Acqs, France

E-mail: ostashchenko@mirea.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 10 августа 2007 г.)

Рассмотрен магнитоэлектрический эффект в композитных слоистых структурах магнетик—пьезоэлектрик и магнетик—пьезоэлектрик—подложка. Расчет магнитоэлектрического напряжения и магнитоэлектрического коэффициента выполнен с учетом изгибных деформаций, сопровождающих деформации растяжения—сжатия в структурах с асимметричным расположением магнитных слоев относительно нейтрального сечения. Показано, что изгибные деформации приводят к неоднородности распределения электрического поля по толщине пьезослоя и немоной зависимости магнитоэлектрического коэффициента от соотношения толщин слоев структуры.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-19643-НЦНИЛ_а) и Министерства иностранных дел Французской Республики (грант Egide-Eiffel Doctorat).

PACS: 75.80.+q, 75.70.Cn

1. Введение

Интерес к исследованию магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в слоистых структурах магнетик—пьезоэлектрик обусловлен возможностью получения в подобных композитах МЭ-коэффициента, значительно превосходящего соответствующие значения для известных однородных магнитоэлектрически активных материалов. МЭ-взаимодействие в рассматриваемых системах обусловлено упругой связью магнитоэлектрических (МС) и пьезоэлектрических (ПЭ) слоев, при этом эффективность взаимодействия в существенной степени определяется характером деформирования структуры. При расчетах МЭ-эффекта в композитах, как правило, ограничиваются рассмотрением деформаций растяжения—сжатия [1–3], тогда как в реальных слоистых структурах деформации могут иметь более сложный вид. В частности, в простейшем случае двухслойной структуры магнетик—пьезоэлектрик вклад в МЭ-эффект вносят деформации изгиба. В общем случае планарных структур, асимметричных по отношению к нейтральному сечению, деформирование растяжения—сжатия сопровождается изгибом. В настоящей работе расчет МЭ-эффекта с учетом изгибных деформаций выполнен на примере типичных асимметричных структур магнетик—пьезоэлектрик и магнетик—пьезоэлектрик—подложка.

2. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной структуре магнетик—пьезоэлектрик

Рассмотрим структуру, состоящую из двух пластин: МС толщиной d_M и ПЭ толщиной d_P , жестко связанных друг с другом в плоскости $z = 0$ (рис. 1). Размеры структуры в плоскости (X, Y) предполагаются значительно превосходящими общую толщину структуры. Имея в виду, что в эксперименте, как правило, используются поликристаллические магнитные и ПЭ-слои, будем также полагать, что толщина магнитного и ПЭ-слоев значительно превосходит характерные размеры кристаллитов. Плотность свободной энергии F структуры представим в виде суммы упругой энергии F_e МС- и ПЭ-слоев, магнитоупругой энергии F_{me} МС-слоя и

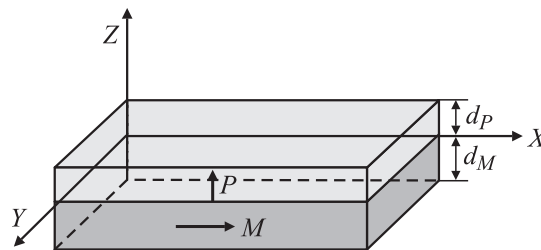


Рис. 1. Общий вид структуры и направления диэлектрической и магнитной поляризации.

ПЭ-энергии F_{pe} ПЭ-слоя. Для простоты будем пренебрегать упругой анизотропией ПЭ-слоя, которая в поликристаллах мала, и считать слои изотропными по упругим и магнитоупругим свойствам, а ПЭ-слой — одноосным по ПЭ-свойствам. Будем также считать, что ПЭ-слой предварительно однородно поляризован вдоль оси Z , а МС-слой намагничивается из размагниченного состояния в насыщенное внешним магнитным полем, лежащим в плоскости структуры. В этих условиях компоненты свободной энергии имеют вид

$$F_e = c_{ijkl}U_{ij}U_{kl} = \frac{1}{2}c_{11}(U_{XX}^2 + U_{YY}^2 + U_{ZZ}^2) + c_{12}(U_{XX}U_{YY} + U_{XX}U_{ZZ} + U_{YY}U_{ZZ}) + (c_{11} - c_{12})(U_{XY}^2 + U_{XZ}^2 + U_{YZ}^2),$$

$$F_{me} = \frac{B}{M_0^2} \left\{ \langle M_X^2 \rangle U_{XX} + \langle M_Y^2 \rangle U_{YY} + (M^2 - \langle M_X^2 \rangle - \langle M_Y^2 \rangle) U_{ZZ} - \frac{1}{3} M^2 (U_{XX} + U_{YY} + U_{ZZ}) \right\},$$

где $M^2 = \langle M_X^2 \rangle + \langle M_Y^2 \rangle + \langle M_Z^2 \rangle$ и $F_{pe} = -e_{kij} \cdot U_{ij} \cdot E_k = -E_3 \cdot (e_{31}(U_{XX} + U_{YY}) + e_{33}U_{ZZ})$, причем c_{ijkl} — тензор коэффициентов упругости, U_{ij} — тензор деформаций, M_0 — намагниченность насыщения, $\langle M_i^2 \rangle$ — средний квадрат намагниченности в направлении оси i как функция внешнего магнитного поля, e_{kij} — тензор пьезокоэффициентов, E_k — напряженность электрического поля.

Угловые скобки означают усреднение по ориентациям намагниченности в микрообъемах МС-слоя с размерами много большими, чем характерные размеры доменов, но малыми по сравнению с толщиной слоя. При перемагничивании структуры вдоль заданного направления (X) в плоскости (X, Y) недиагональные компоненты магнитоупругих напряжений, пропорциональные $\langle M_i M_j \rangle = 0$; $i \neq j$, следует считать равными нулю в силу предполагаемой симметрии процесса перемагничивания по отношению к направлению поля в плоскостях (X, Y) и (X, Z). Данное условие означает отсутствие в среднем сдвиговых МС-напряжений при изменениях величины намагничивающего поля.

Следуя теории упругости тонких пластин [4], представим вектор упругого смещения $U_i(x, y, z)$ в виде степенного ряда по переменной z , сохранив члены не выше третьей степени

$$U_i(x, y, z) = \sum_{N=0}^3 z^N U_{iN}(x, y); \quad i = x, y, z.$$

При этом для компонент тензора деформаций имеем следующие соотношения:

$$U_{XX} = \frac{\partial U_{X0}}{\partial x} + z \frac{\partial U_{X1}}{\partial x} + z^2 \frac{\partial U_{X2}}{\partial x},$$

$$U_{YY} = \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} + z \frac{\partial U_{Y1}}{\partial y} + z^2 \frac{\partial U_{Y2}}{\partial y},$$

$$U_{ZZ} = U_{Z1} + 2zU_{Z2} + 3z^2U_{Z3},$$

$$U_{XY} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial y} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial x} + z \left(\frac{\partial U_{X1}}{\partial y} + \frac{\partial U_{Y1}}{\partial x} \right) + z^2 \left(\frac{\partial U_{X2}}{\partial y} + \frac{\partial U_{Y2}}{\partial x} \right) \right),$$

$$U_{XZ} = \frac{1}{2} \left(U_{X1} + \frac{\partial U_{Z0}}{\partial x} + z \left(2U_{X2} + \frac{\partial U_{Z1}}{\partial x} \right) + z^2 \left(3U_{X3} + \frac{\partial U_{Z2}}{\partial x} \right) \right),$$

$$U_{YZ} = \frac{1}{2} \left(U_{Y1} + \frac{\partial U_{Z0}}{\partial y} + z \left(2U_{Y2} + \frac{\partial U_{Z1}}{\partial y} \right) + z^2 \left(3U_{Y3} + \frac{\partial U_{Z2}}{\partial y} \right) \right). \quad (1)$$

Учтем, что на границе раздела между МС- и ПЭ-слоями (в данном случае при $z = 0$) должно выполняться условие непрерывности смещений $U^m = U^p$, что приводит к равенствам $U_{i0}^m = U_{i0}^p = U_{i0}$ (индекс m — соответствует МС-, а p — ПЭ-слою).

Для структур, толщина которых много меньше геометрических размеров в плоскости, будем, как обычно, предполагать, что компоненты упругих напряжений $\sigma_{iZ} \equiv 0$ как на поверхности структуры, так и по всей ее толщине [4]

$$\sigma_{XZ} = 2(c_{11} - c_{12})U_{XZ} = 0, \Rightarrow U_{XZ} = 0,$$

$$\sigma_{YZ} = 2(c_{11} - c_{12})U_{YZ} = 0, \Rightarrow U_{YZ} = 0,$$

$$\sigma_{ZZ} = c_{11}U_{ZZ} + c_{12}(U_{XX} + U_{YY}) + T_{ZZ} = 0, \quad (2)$$

где T_{ZZ} принимает для МС- и ПЭ-слоев соответствующие значения

$$T_{ZZ}^m = \frac{\partial F_{me}}{\partial U_{ZZ}} = \frac{B}{M_0^2} \left(\frac{2}{3} M^2 - \langle M_X^2 \rangle - \langle M_Y^2 \rangle \right),$$

$$T_{ZZ}^p = \frac{\partial F_{pe}}{\partial U_{ZZ}} = -e_{33}E_3.$$

Подставив в соотношения (2) разложение (1) и приравняв члены при одинаковых степенях z , получим

$$U_{XZ} = \frac{1}{2} \left(U_{X1} + \frac{\partial U_{Z0}}{\partial x} + z \left(2U_{X2} + \frac{\partial U_{Z1}}{\partial x} \right) + z^2 \left(3U_{X3} + \frac{\partial U_{Z2}}{\partial x} \right) \right) = 0,$$

$$U_{X1} = -\frac{\partial U_{Z0}}{\partial x}, \quad U_{X2} = -\frac{1}{2} \frac{\partial U_{Z1}}{\partial x},$$

$$U_{X3} = -\frac{1}{3} \frac{\partial U_{Z2}}{\partial x}. \quad (3)$$

Соотношения для U_{YZ} отличаются от (3) заменой соответствующих индексов X на Y . Из условия $\sigma_{ZZ} = 0$ следует

$$\begin{aligned} c_{11}(U_{Z1} + 2zU_{Z2} + 3z^2U_{Z3}) + c_{12}\left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} + z\frac{\partial U_{X1}}{\partial x} + z^2\frac{\partial U_{X2}}{\partial x} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} + z\frac{\partial U_{Y1}}{\partial y} + z^2\frac{\partial U_{Y2}}{\partial y}\right) + T_{ZZ} = 0, \\ U_{Z1} = -\frac{c_{12}}{c_{11}}\left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y}\right) - \frac{T_{ZZ}}{c_{11}}, \\ U_{Z2} = -\frac{c_{12}}{2c_{11}}\left(\frac{\partial U_{X1}}{\partial x} + \frac{\partial U_{Y1}}{\partial y}\right), \\ U_{Z3} = -\frac{c_{12}}{3c_{11}}\left(\frac{\partial U_{X2}}{\partial x} + \frac{\partial U_{Y2}}{\partial y}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

Соотношения (4) и (3) позволяют выразить все компоненты деформаций через смещения $U_{i0}^m = U_{i0}^p = U_{i0}$. Отметим, что компоненты смещений U_{X0} , U_{Y0} описывают деформации растяжения–сжатия в плоскости структуры, а компонента U_{Z0} соответствует изгибу. Анализ соотношений (1)–(4) показывает, что вклад в деформации, пропорциональный z^2 , приводит к поправкам к энергии, связанной с растяжением–сжатием, малым по параметру $(d_{m,p}/L) \ll 1$, где L — характерный размер структуры в плоскости. В результате с точностью до членов, линейных по z , имеем

$$\begin{aligned} U_{XX} &= \frac{\partial U_{X0}}{\partial x} - z\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2}, \\ U_{ZZ} &= -\frac{c_{12}}{c_{11}}\left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y}\right) - \frac{T_{ZZ}}{c_{11}} + z\frac{c_{12}}{c_{11}}\left(\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2}\right), \\ U_{YY} &= \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} - z\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2}, \\ U_{XY} &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial y} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial x}\right) - z\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x \partial y}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для электрического смещения в направлении, перпендикулярном плоскости структуры, имеем $D_3 = \epsilon_{33}E_3 + e_{31}(U_{XX} + U_{YY}) + e_{33}U_{ZZ}$. С учетом соотношений (5) вклад в смещение от электрического поля и деформаций растяжения–сжатия и изгиба выражается соотношением

$$\begin{aligned} D_3 = E_3 \left(\epsilon_{33} + \frac{e_{33}^2}{c_{11}} \right) + \left[\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} - z \left(\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} \right) \right] \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Подстановка деформаций (5) в выражения для компонент объемной плотности свободной энергии с последующим интегрированием их по толщине слоев позволяет получить выражение для „поверхностной“ плотности

свободной энергии структуры

$$\begin{aligned} F^S &= \left[\left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} \right)^2 \right] \\ &\times \frac{1}{2} \left\{ d_m \left(c_{11}^m - \frac{c_{12}^{m^2}}{c_{11}^m} \right) + d_p \left(c_{11}^p - \frac{c_{12}^{p^2}}{c_{11}^p} \right) \right\} \\ &+ \left[\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} \right] \\ &\times \frac{1}{2} \left\{ d_m^2 \left(c_{11}^m - \frac{c_{12}^{m^2}}{c_{11}^m} \right) - d_p^2 \left(c_{11}^p - \frac{c_{12}^{p^2}}{c_{11}^p} \right) \right\} \\ &+ \left[\left(\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} \right)^2 \right] \\ &\times \frac{1}{6} \left\{ d_m^3 \left(c_{11}^m - \frac{c_{12}^{m^2}}{c_{11}^m} \right) + d_p^3 \left(c_{11}^p - \frac{c_{12}^{p^2}}{c_{11}^p} \right) \right\} \\ &+ \left[\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} \right] \left\{ d_m \left(c_{12}^m - \frac{c_{12}^{m^2}}{c_{11}^m} \right) + d_p \left(c_{12}^p - \frac{c_{12}^{p^2}}{c_{11}^p} \right) \right\} \\ &+ \left[\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} \right] \\ &\times \frac{1}{2} \left\{ d_m^2 \left(c_{12}^m - \frac{c_{12}^{m^2}}{c_{11}^m} \right) - d_p^2 \left(c_{12}^p - \frac{c_{12}^{p^2}}{c_{11}^p} \right) \right\} \\ &+ \left[\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} \frac{\partial U_{Z0}}{\partial y^2} \right] \frac{1}{3} \left\{ d_m^3 \left(c_{12}^m - \frac{c_{12}^{m^2}}{c_{11}^m} \right) + d_p^3 \left(c_{12}^p - \frac{c_{12}^{p^2}}{c_{11}^p} \right) \right\} \\ &+ \left[\left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial y} \right)^2 + 2 \frac{\partial U_{X0}}{\partial y} \frac{\partial U_{Y0}}{\partial x} + \left(\frac{\partial U_{Y0}}{\partial x} \right)^2 \right] \\ &\times \frac{1}{4} \left\{ (c_{11}^m - c_{12}^m) d_m + (c_{11}^p - c_{12}^p) d_p \right\} \\ &+ \left[\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x \partial y} \left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial y} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial x} \right) \right] \frac{1}{2} \left\{ (c_{11}^m - c_{12}^m) d_m^2 - (c_{11}^p - c_{12}^p) d_p^2 \right\} \\ &+ \left(\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x \partial y} \right)^2 \frac{1}{3} \left\{ (c_{11}^m - c_{12}^m) d_m^3 + (c_{11}^p - c_{12}^p) d_p^3 \right\} \\ &+ \left(\frac{\partial U_{X0}}{\partial x} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} \right) \left\{ -d_m T_{ZZ} \frac{c_{12}^m}{c_{11}^m} - d_p \bar{E}_3 \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p} \right) \right\} \\ &+ \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} \frac{d_m^2}{2} T_{XX}^m + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} \frac{d_m^2}{2} T_{YY}^m + \left(\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} \right) \\ &\times \frac{1}{2} \left(-d_m^2 T_{ZZ}^m \frac{c_{12}^m}{c_{11}^m} + d_p^2 G_3 \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p} \right) \right) \\ &+ \frac{\partial U_{X0}}{\partial x} T_{XX}^m d_m + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} T_{YY}^m d_m - \frac{d_m (T_{ZZ}^m)^2}{2c_{11}^m} - \frac{d_p (\overline{T_{ZZ}^p})^2}{2c_{11}^p}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$T_{XX}^m = \frac{N}{M_0^2} \left(\langle M_X^2 \rangle - \frac{1}{3} M^2 \right),$$

$$T_{YY}^m = \frac{B}{M_0^2} \left(\langle M_Y^2 \rangle - \frac{1}{3} M^2 \right), \quad T_{ZZ}^m = -(T_{XX}^m + T_{YY}^m).$$

Последнее равенство отражает отсутствие изменений объема в рассматриваемом нами случае так называемой линейной магнитострикции. Члены в магнитоупругой энергии, связанные с изменением объема, имеют обменную природу и пропорциональны квадрату модуля намагниченности, который не меняется при поворотах магнитного момента в кристаллитах. Черта над символами означает усреднение по толщине пьезослоя, учитывающее зависимость электрического поля от z , обусловленную деформацией изгиба, при этом

$$\bar{E}_3 = \frac{1}{d_p} \int_0^{d_p} E_3 dz, \quad G_3 = \frac{2}{d_p^2} \int_0^{d_p} E_3 dz.$$

Уравнения равновесия структуры могут быть получены с помощью вариационного принципа. При этом для образца со свободными границами условие обращения в нуль первой вариации свободной энергии сводится к обращению в нуль производных от поверхностной плотности свободной энергии по независимым производным от смещений $\frac{\partial U_{X0}}{\partial x}$, $\frac{\partial U_{Y0}}{\partial y}$, $\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2}$, $\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2}$. Решения системы уравнений равновесия относительно комбинаций производных, входящих в электрическое смещение, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} &= \frac{2}{\Delta} \left[T_{ZZ}^m \left(1 + 2 \frac{c_{12}^m}{c_{11}^m} \right) C_P d_m d_p (d_m + d_p) \right. \\ &\quad - 2 \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p} \right) d_p \left[(C_M d_m^2 - C_P d_p^2) \bar{E}_3 \right. \\ &\quad \left. \left. + d_p (d_m C_M + d_p C_P) G_3 \right] \right], \\ \frac{\partial U_{X0}}{\partial x} + \frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} &= \frac{2}{\Delta} \left[\frac{1}{6} T_{ZZ}^m \left(1 + 2 \frac{c_{12}^m}{c_{11}^m} \right) d_m \left[C_M d_m^3 + C_P d_p^3 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 3 C_P d_p^2 (d_m + d_p) \right] + \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p} \right) d_p \right. \\ &\quad \left. \times \left[\frac{4}{3} (C_M d_m^3 + C_P d_p^3) \bar{E}_3 + d_p (C_M d_m^2 - C_P d_p^2) G_3 \right] \right], \quad (8) \end{aligned}$$

где

$$\Delta = \frac{4}{3} (C_M d_m^3 + C_P d_p^3) (C_M d_m + C_P d_p) - (C_M d_m^2 - C_P d_p^2)^2,$$

$$C_N = (c_{11}^m - c_{12}^m), \quad C_R = (c_{11}^p - c_{12}^p),$$

$$C_M = c_{11}^m + c_{12}^m - 2 \frac{c_{12}^m}{c_{11}^m}, \quad C_P = c_{11}^p + c_{12}^p - 2 \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p}.$$

В условиях электрически разомкнутой цепи ($D_3 = 0$) из равенства (6) для среднего значения напряженности электрического поля и параметра G_3 получаем самосогласованную систему уравнений

$$\begin{aligned} \left(\varepsilon_{33} + \frac{e_{33}}{c_{11}} \right) \bar{E}_3 + \left[\frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} - \frac{d_p}{2} \left(\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} \right) \right] \\ \times \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p} \right) = 0, \\ \left(\varepsilon_{33} + \frac{e_{33}}{c_{11}} \right) G_3 + \left[\frac{\partial U_{Y0}}{\partial y} + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} - \frac{2d_p}{3} \left(\frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_{Z0}}{\partial y^2} \right) \right] \\ \times \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p} \right) = 0. \quad (9) \end{aligned}$$

Условиями самосогласования системы являются соотношения (8).

Рассмотрим для простоты случай равенства упругих констант материалов: $c_{11}^m = c_{11}^p = c_{11}$, $c_{12}^m = c_{12}$, $C_M = C_P = C$. Учитывая, что $T_{XX}^m = -\lambda_{11}(c_{11} - c_{12})$ и $T_{YY}^m = -\lambda_{12}(c_{11} - c_{12})$, где λ_{11} и λ_{12} — продольная и поперечная магнитострикции соответственно, получим окончательно

$$\bar{E}_3 = - \frac{(\lambda_{11} + \lambda_{12} (e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}}{c_{11}})) S(\xi)}{\varepsilon_{33} + \frac{e_{33}^2}{c_{11}}} S(\xi), \quad (10)$$

где $\xi = d_m/d_p$,

$$S(\xi) = \frac{\xi(1 + \kappa + \xi^3)}{[(1 + \xi)^2 + \kappa]^2 + 4\kappa\xi^2(1 + \xi)}$$

— геометрический фактор,

$$\kappa = 2 \frac{(e_{31} - e_{33} \frac{c_{12}}{c_{11}})^2}{(\varepsilon_{33} + \frac{e_{33}^2}{c_{11}}) C}$$

— квадрат коэффициента электромеханической связи.

Зависимость магнито-индуцируемого электрического напряжения $U_{ME} = d_p \bar{E}_3$ от магнитного поля определяется полевой зависимостью суммы продольной и поперечной магнитострикций. На рис. 2 приведены типичные полевые зависимости продольной λ_{11} и поперечной λ_{12} магнитострикций для объемных поликристаллических образцов никелевого феррита размером $10 \times 10 \times 0.5$ mm.

Результаты расчета величины индуцируемого магнитным полем электрического напряжения в двухслойных структурах с различным отношением толщин слоев ξ , полученные с помощью соотношения (10), приведены на рис. 3. При расчете использовались следующие параметры [5]: $c_{11} = 1.52 \cdot 10^{11}$ Pa, $c_{12} = 6.089 \cdot 10^{10}$ Pa, $e_{31} = -6.127$ c/m², $e_{33} = 10.71$ c/m², $\varepsilon_{33}^T = 2.243 \cdot 10^{-9}$ F/m.

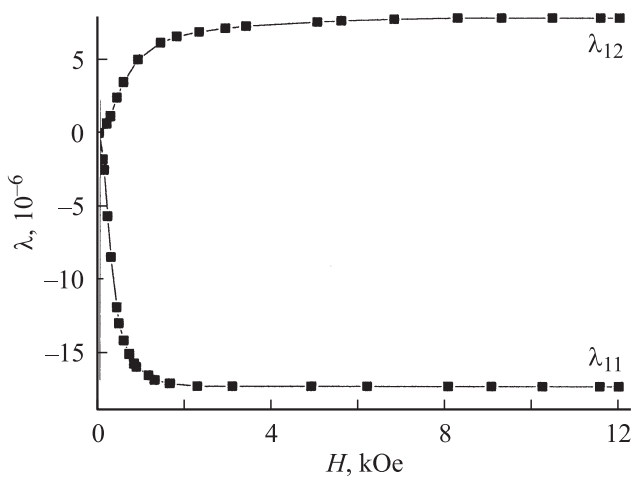


Рис. 2. Зависимость продольной λ_{11} и поперечной λ_{12} магнитострикции от магнитного поля.

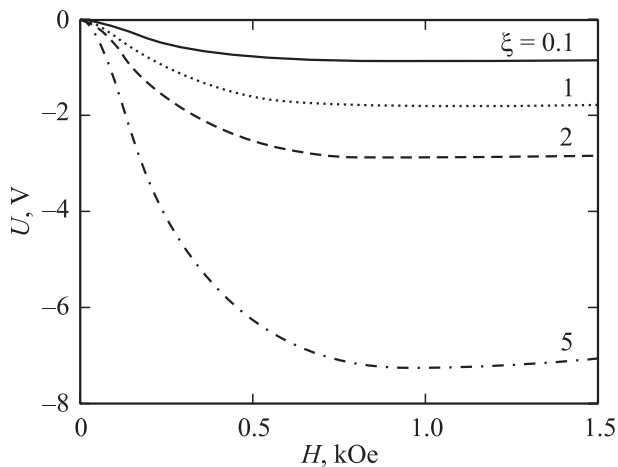


Рис. 3. Зависимость электрического напряжения на двухслойной структуре от напряженности магнитного поля, рассчитанная по формуле (13) для различных соотношений толщин слоев: $\xi = 0.1, 1, 2, 5$. Толщина пьезослоя $d_p = 200 \mu\text{m}$.

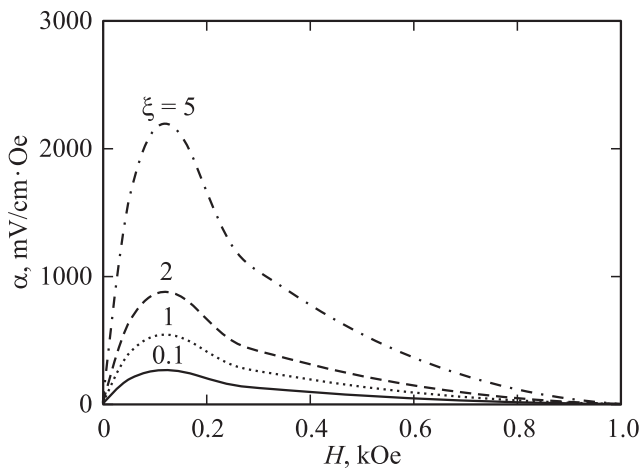


Рис. 4. Семейство кривых МЭ-коэффициента в зависимости от постоянного магнитного поля смещения для различных соотношений толщин МС- и ПЭ-слоев: $\xi = 0.1, 1, 2, 5$.

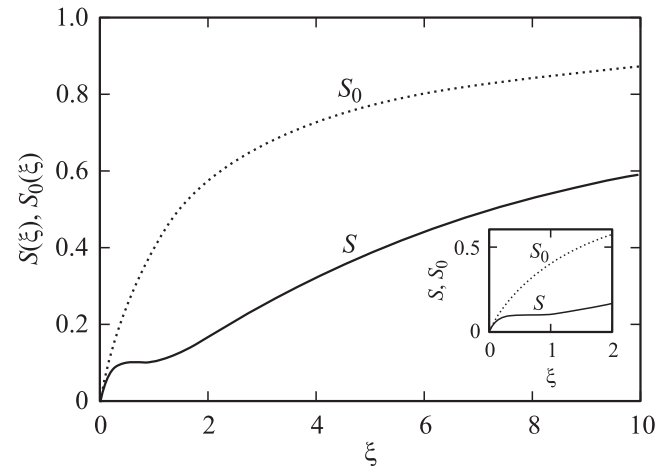


Рис. 5. Зависимость МЭ-коэффициента от соотношения толщин МС- и ПЭ-слоев ξ . S — с учетом, а S_0 — без учета изгибных деформаций.

Величина МЭ-коэффициента $\alpha_{ME} = \frac{\partial U_{ME}}{\partial H} / d_p$ как функция напряженности магнитного поля при различных соотношениях толщин МС- и ПЭ-слоев приведена на рис. 4.

Отметим, что в случае симметричной структуры, не испытывающей изгиба, электрическое поле описывается соотношением типа (10) с геометрическим фактором $S_0(\xi) = \xi / (1 + \xi + \kappa)$. При этом соотношение для МЭ-коэффициента согласуется с результатом работ [1,2].

На рис. 5 представлены графики функций $S(\xi)$ и $S_0(\xi)$, отражающие зависимость МЭ-коэффициента от соотношения толщин слоев $\xi = d_M / d_p$. Видно, что изгибные деформации заметно снижают МЭ-коэффициент упруго свободного образца. Соотношению толщин слоев, лежащему в интервале $0.35 < \xi < 0.85$, соответствует широкое плато функции $S(\xi)$ с точкой перегиба вблизи $\xi = 0.6$.

3. Заключение

Расчеты, выполненные в настоящей работе, демонстрируют существенное влияние деформаций изгиба на МЭ-эффект в асимметричных планарных структурах магнетик–пьезоэлектрик и магнетик–пьезоэлектрик–подложка. Изгибные деформации заметно снижают МЭ-эффект. Распределение магнито-индуцируемого электрического поля в структуре при учете изгиба оказывается неоднородным по толщине ПЭ-слоя, что приводит к специфической зависимости МЭ-эффекта от соотношения толщин слоев. В заключение отметим, что в соответствии с соотношениями (7) и (8) за МЭ-эффект при диэлектрической поляризации перпендикулярной плоскости структуры ответственна комбинация МС-напряжений $(T_{XX}^m + T_{YY}^m) = -T_{ZZ}^m$, отличная от нуля только при условии $\langle M_Z^2 \rangle \neq 0$. Противоположный случай

$\langle M_Z^2 \rangle = 0$ соответствует тому, что МС-пленка в размагниченном состоянии уже деформирована, что приводит к дополнительным вкладам от этих деформаций в упругую и магнитоупругую энергии. В результате этого компоненты магнитоупругих напряжений, определяемые равными нулю в размагниченном состоянии, будут выражаться соотношениями

$$T_{XX}^m = \frac{B}{M^2} \left(\langle M_X^2 \rangle - \frac{1}{2} M^2 \right),$$

$$T_{YY}^m = \frac{B}{M^2} \left(\langle M_Y^2 \rangle - \frac{1}{2} M^2 \right).$$

При этом $T_{ZZ}^m = -(T_{XX}^m + T_{YY}^m) = 0$, и МЭ-эффект в упруго свободной структуре будет отсутствовать вследствие несовместимости симметрии магнитоупругого и ПЭ-взаимодействий. Сохранение объема при линейной магнитострикции приводит к компенсации МЭ-эффекта от деформаций растяжения и сжатия в плоскости структуры. Подобная ситуация может реализоваться, например, в случае композитов на основе тонких аморфных МС-пленок с гигантской магнитострикцией, намагниченных в плоскости и нанесенных на ПЭ-слои, поляризованные перпендикулярно плоскости.

Из приведенного анализа следует, что для усиления МЭ-эффекта предпочтительно использование МС-пленок с поперечной магнитной анизотропией.

Список литературы

- [1] G. Harshe, J.P. Dougherty, R.E. Newnham. Int. J. Appl. Electromag. Mater. **4**, 145 (1993).
- [2] G. Srinivasan, E.T. Rasmussen, J. Gallegos, R. Srinivasan, Yu.I. Bokhan, V.M. Laletin. Phys. Rev. B **64**, 214 408 (2001).
- [3] M.I. Bichurin, D.A. Filippov, V.M. Petrov, V.M. Laletin, N. Paddubnaya, G. Srinivasan. Phys. Rev. B **68**, 054 402 (2003).
- [4] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Физматлит, М. (2001). 264 с.
- [5] Д.И. Бардзокас, А.И. Зобнин, Н.А. Сенник, М.Л. Фильштинский. Математическое моделирование в задачах механики связанных полей. КомКнига, М. (2005). Т. 2. 376 с.