

ВЛИЯНИЕ КЛЕЕВОЙ ПРОСЛОЙКИ НА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Галичян Т.А.

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия (173003, г.Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская, д. 41), e-mail: tigrangalichyan@yahoo.com

Представлена теория магнитоэлектрического эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре с учетом межслоевой клеевой прослойки. В качестве предмета исследования была выбрана двухслойная структура никель – цирконат-титанат свинца, приклеенная эпоксидным клеем. Представлены теоретические зависимости смещений в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазе по толщине образца при разных значениях толщины клея между слоями. Зависимости имеют нелинейный характер, и их учет приводит к заметному вкладу в величину эффекта. На основе совместного решения уравнений эластодинамики и электростатики для магнитострикционной, клеевой и пьезоэлектрической фаз получено выражение для частотной зависимости магнитоэлектрического эффекта в области электромеханического резонанса. Полученные соотношения в предельном случае, когда толщина клея стремится к нулю, переходят в соотношения, полученные ранее для случая идеальной связи.

Ключевые слова: клеевое соединение, магнитострикция, пьезоэлектричество, магнитоэлектрический эффект.

INFLUENCE OF THE BONDING LAYER ON THE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN MAGNETOSTRICTIVE-PIEZOELECTRIC STRUCTURES

Galichyan T.A.

Yaroslav-the-Wise Novgorod State University, Veliky Novgorod, Russia (173003, Veliky Novgorod, ul. B. St. Petersburgskaya, 41), e-mail: tigrangalichyan@yahoo.com

The theory of the magnetoelectric effect in bilayer magnetostrictive-piezoelectric structure is presented considering the interlayer bonding material. Bilayer structure on the basis of nickel – lead zirconate-titanate bonded with epoxy glue is taken as a subject of research. Theoretical dependencies of the displacement in magnetostrictive and piezoelectric phases are presented over the thickness of the sample for different values of glue thickness. These dependencies have a nonlinear character, and their accounting leads to a noticeable contribution to the magnitude of the effect. The equation for frequency dependence of the magnetoelectric effect in the region of the electromechanical resonance is obtained, using the simultaneous solution of elastodynamic and electrostatic equations for the magnetostrictive, bonding and piezoelectric phases. The obtained expressions transform to the expressions for ideal connection between the layers in the passage to the limits, when the thickness of the glue tends to zero.

Keywords: bonding, magnetostriction, piezoelectricity, magnetoelectric effect.

Слоистые магнитострикционно-пьезоэлектрические (МП) структуры интересны тем, что в них, в результате механического взаимодействия магнитострикционной и пьезоэлектрической компонент, возникают эффекты, которые отсутствуют по отдельности и в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазах. Магнитоэлектрический (МЭ) эффект является одним из таких эффектов, который заключается в возникновении напряжения на обкладках конденсатора, диэлектриком которого является МП композит, при помещении его в магнитное поле. Двухслойные МП-структуры обладают определенными преимуществами по сравнению с объемными композитами [3]. В таких структурах величина МЭ-эффекта, как правило, больше, чем в объемных композитах. Это позволяет рассматривать слоистые композиты как перспективные материалы для создания устройств на основе МЭ-эффекта.

Теория МЭ-эффекта в таких структурах, развитая в работах [4-6] и [1; 8; 11], основана на совместном решении уравнений эластодинамики и электростатики для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз с учетом условий на границе раздела. При этом учет клеевого соединения на границе раздела учитывался формально либо введением коэффициента связи между слоями [4-6] и [8], либо предполагалось, что связь идеальная и смещения пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз одинаковы и не зависят по толщине слоя [1; 11]. Теория МЭ-эффекта в двухслойных структурах с учетом неоднородности смещений феррита и пьезоэлектрика по толщине слоев была построена в работе [7; 9], однако в этой работе не учитывалась клеевая прослойка, и связь между ферритом и пьезоэлектриком предполагалась идеальной. Недавно в работах [2; 10] была построена теория МЭ-эффекта в слоистых МП-структурах с учетом клеевого соединения магнитострикционной и пьезоэлектрической компонент. Однако в этих работах не было представлено пространственное распределение смещений и влияние толщины клея на величину смещений в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазе.

В данной работе на основе совместного решения уравнений эластодинамики и электростатики получены выражения для зависимости амплитуды смещений с учетом клеевой прослойки. Построены теоретические зависимости смещений в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазе по толщине образца при разных значениях толщины клея между слоями. Рассмотрено влияние клеевой прослойки на величину МЭ-эффекта в двухслойной МП-структуре.

Модель

В качестве модели рассмотрим структуру, представляющую собой клеевое соединение феррита и пьезоэлектрика в форме прямоугольной пластинки (рис. 1). Будем считать, что длина пластинки L много больше ее ширины W , в то время как толщину магнетика $^m t$ пьезоэлектрика $^p t$ и клея $^g t$ будем считать конечной величиной. Выберем систему координат таким образом, чтобы начало совпадало с границей раздела «клей – пьезоэлектрик», а ось Z направим вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела.

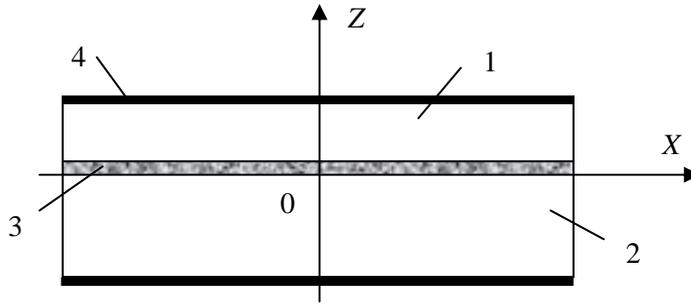


Рис. 1. Схематичное изображение структуры:

1 – магнитострикционный слой, 2 – пьезоэлектрический слой, 3 – клеевой слой, 4 – электроды

Пьезоэлектрический слой предварительно поляризован перпендикулярно плоскости контактов (ось Z). Ограничимся рассмотрением продольного эффекта. В этом случае магнитные поля (подмагничивающее H_{bias} и переменное H) совпадают с направлением вектора поляризации.

Полагая пластинку узкой, в первом приближении можно считать, что вдоль оси Y смещения будут однородными, и отличными от нуля компонентами будут только компоненты напряжений T_{xx} и T_{xz} . Уравнение движения для x -проекции вектора смещения среды ${}^{\alpha}u_x$ запишем в виде:

$${}^{\alpha}\rho \frac{\partial^2 {}^{\alpha}u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial {}^{\alpha}T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial {}^{\alpha}T_{xz}}{\partial z}, \quad (1)$$

где индекс α равен соответственно m для магнитострикционного, p для пьезоэлектрического и G для клеевого слоя, ${}^{\alpha}\rho$ – плотность феррита, пьезоэлектрика или клея соответственно, ${}^{\alpha}T_{ij}$ – тензор напряжений.

Уравнения для тензора деформаций ${}^{\alpha}S_{ij}$ для магнитострикционной, клеевой и пьезоэлектрической фазы имеют следующий вид:

$${}^mS_{xx} = \frac{1}{mY} {}^mT_{xx} + {}^mq_{xx,z} {}^mH_z, \quad (2)$$

$${}^mS_{xz} = \frac{1}{mG} {}^mT_{xz}, \quad (3)$$

$${}^GS_{xx} = \frac{1}{GY} {}^GT_{xx}, \quad (4)$$

$${}^GS_{xz} = \frac{1}{GG} {}^GT_{xz}, \quad (5)$$

$${}^p S_{xx} = \frac{1}{{}^p Y} {}^p T_{xx} + {}^p d_{xx,z} {}^p E_z, \quad (6)$$

$${}^p S_{xz} = \frac{1}{{}^p G} {}^p T_{xz}, \quad (7)$$

$${}^p D_z = {}^p \varepsilon_{zz} {}^p E_z + {}^p d_{xx,z} {}^p T_{xx}. \quad (8)$$

Здесь ${}^m q_{xx,z}$ – пьезомагнитный тензор, ${}^p d_{xx,z}$ – пьезоэлектрический тензор, ${}^p \varepsilon_{zz}$ – тензор диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика, ${}^\alpha Y, {}^\alpha G$ – модули Юнга и модули сдвига, ${}^p E_z$ и ${}^m H_z$ – z -проекция вектора напряженности электрического и магнитного полей в пьезоэлектрике и магнетике соответственно.

Так как имеется неоднородность вдоль оси Z , решение уравнение для вектора смещения среды представим в виде плоских волн, амплитуда которых изменяется по толщине образца

$${}^\alpha u(x, z) = {}^\alpha g(z) \left[{}^\alpha A \cos(\omega t - kx) + {}^\alpha B \sin(\omega t - kx) \right], \quad (9)$$

где ${}^\alpha A$ и ${}^\alpha B$ – постоянные интегрирования, ω – угловая частота, k – волновое число, ${}^\alpha g(z)$ – некоторая функция.

Условия механического равновесия на свободных боковых поверхностях образца в точках $x = \mp L/2$ дают следующие граничные условия:

$$\int_{-p_t}^0 {}^p T_{xx}(\pm L/2, z) dz + \int_0^{G_t} {}^G T_{xx}(\pm L/2, z) dz + \int_{G_t}^{m_t+G_t} {}^m T_{xx}(\pm L/2, z) dz = 0. \quad (10)$$

Используя эти граничные условия и уравнение (9), для смещения магнитострикционной и пьезоэлектрической среды получим следующие выражения:

$${}^m u_x = \left[\exp(-2{}^m \kappa - 2{}^m \chi^G t) \exp({}^m \chi z) + \exp(-{}^m \chi z) \right] B \sin(kx), \quad (11)$$

$${}^p u_x = \frac{\exp(-{}^m \chi^G t) (1 + \exp(-2{}^m \kappa))}{1 - \operatorname{tg}^p \kappa \frac{{}^p Y {}^p \chi^G t}{{}^G Y {}^G \chi}} \left[\cos({}^p \chi z) - \operatorname{tg}({}^p \kappa) \sin({}^p \chi z) \right] B \sin(kx), \quad (12)$$

где

$$B = \frac{{}^m Y {}^m t {}^m q_{xx,z} \langle {}^m H_z \rangle + {}^p Y {}^p t {}^p d_{xx,z} \langle {}^p E_z \rangle}{k \cos(\kappa) \left({}^m Y {}^m t \frac{\operatorname{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} \left(1 - \operatorname{tg}^p \kappa \frac{{}^p Y {}^p \chi^G t}{{}^G Y} \right) + {}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa} - \operatorname{tg}^p \kappa \frac{{}^p Y {}^p \chi^G t^2}{2} \right)}; \quad \kappa = kL/2 \quad \text{и}$$

$${}^\alpha \kappa = {}^\alpha \chi^{\alpha t} \quad \text{безразмерные параметры;} \quad {}^m \chi^2 = -2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{m V_L^2} - k^2 \right], \quad {}^p \chi^2 = 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{p V_L^2} - k^2 \right],$$

$${}^G\chi^2 = 2(1+\nu) \left[\frac{\omega^2}{G V_L^2} - k^2 \right]; \quad \frac{1}{\alpha V_L^2} = \frac{\alpha \rho}{\alpha Y}, \quad \alpha V_L - \text{ скорости продольных волн, } \nu - \text{ коэффициент}$$

Пуассона. Как видно из уравнений (11) и (12), решения представляют собой плоские волны, амплитуда которых изменяется по толщине образца. Эта зависимость имеет нелинейный характер и в общем случае зависит не только от частоты колебаний, но и от толщины клея. Легко показать, что в случае низких частот, когда безразмерные параметры αk меньше единицы, амплитуда перестает зависеть по толщине образца.

На рис. 2 и 3 представлены рассчитанные по уравнениям (11) и (12) теоретические зависимости смещений магнестрикционной и пьезоэлектрической фазы для двухслойной структуры никель – цирконат-титанат свинца (Ni-PZT), приклеенной эпоксидным клеем, толщина которой меняется.

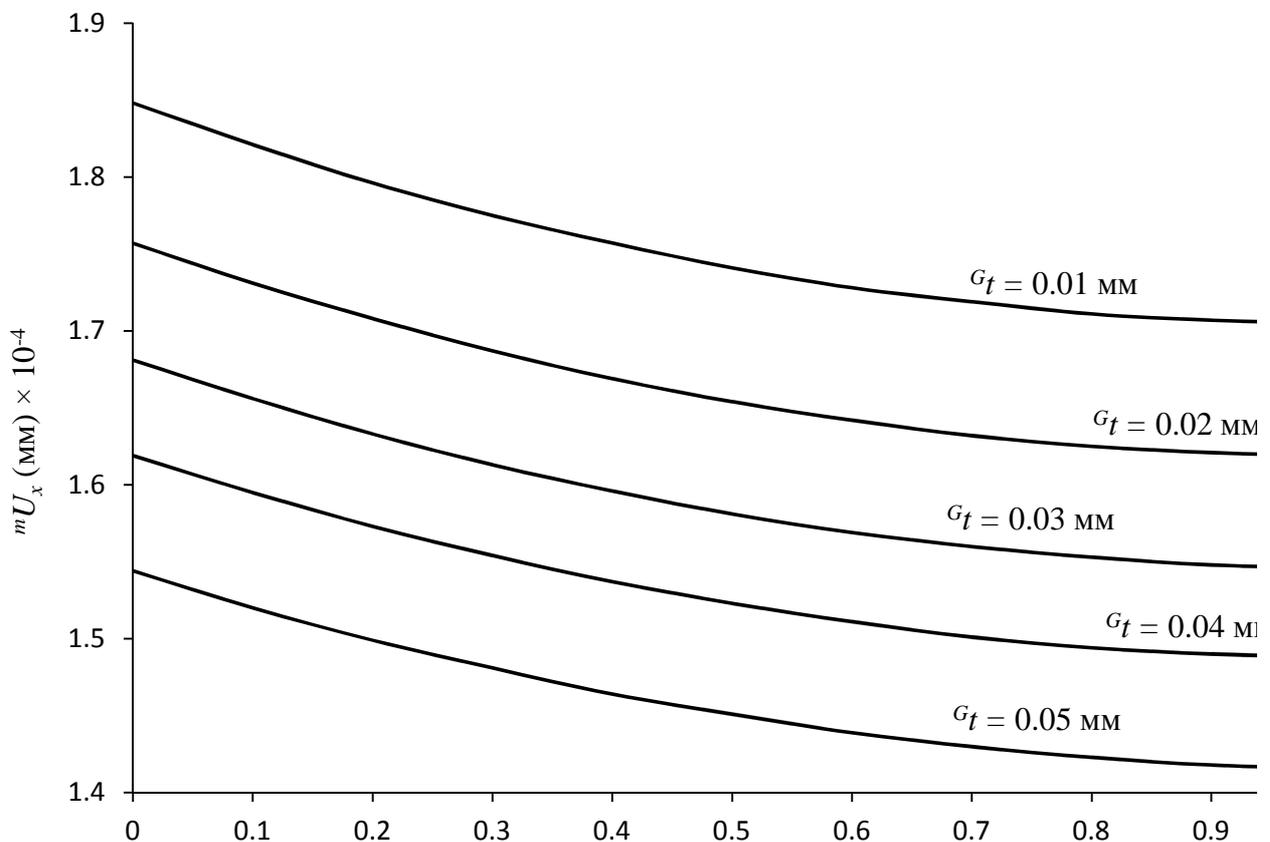


Рис. 2. Зависимость смещений среды магнестрикционной фазы по толщине образца.

Толщина магнестрикционной фазы 1 мм. Толщина клея меняется от 0.01 до 0.05 мм.

Частота переменного магнитного поля $f = 300$ кГц

При расчетах использовались следующие параметры: для никеля – ${}^mY = 204$ ГПа, ${}^m\rho = 8900$ кг/м³, ${}^mq_{xx,z} = 1156 \cdot 10^{-12}$ м/А; для ЦТС – ${}^pY = 65$ ГПа, ${}^p\rho = 7600$ кг/м³, ${}^pd_{xx,z} = -175 \cdot 10^{-12}$ м/В, ${}^p\varepsilon_{zz}/\varepsilon_0 = 1750$; для клея – ${}^GY = 7.28$ ГПа, ${}^G\rho = 1200$ кг/м³.

Напряженность переменного магнитного поля при расчетах принималась равной $H=100$ Э.

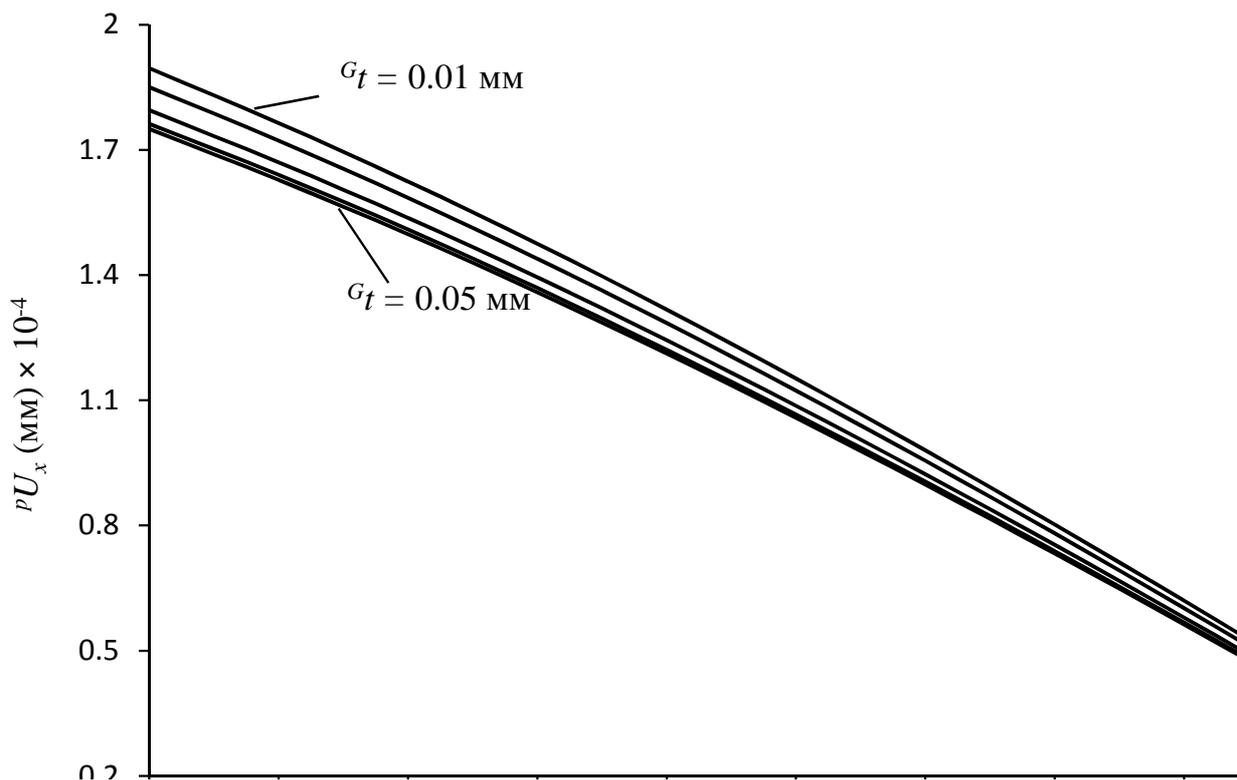


Рис. 3. Зависимость смещений среды пьезоэлектрической фазы по толщине образца. Толщина пьезоэлектрической фазы 1 мм. Толщина клея меняется от 0.01 до 0.05 мм. Частота переменного магнитного поля $f = 300$ кГц

Как следует из рис. 2 и 3, амплитуда колебаний магнитоэлектрической фазы практически не изменяется по толщине слоя магнетика. Это объясняется тем, что переменное магнитное поле возбуждает колебания магнитоэлектрической среды одновременно по всей толщине слоя магнетика. В пьезоэлектрическом слое колебания возбуждаются посредством сдвиговых деформаций через границу раздела «клей – пьезоэлектрик». Это приводит к тому, что амплитуда колебаний пьезоэлектрического слоя значительно уменьшается с глубиной. Из рисунков также следует, что величина смещений магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фазы уменьшается с увеличением толщины клея.

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению определяется как отношение среднего значения напряженности электрического поля в структуре к среднему значению напряженности внешнего магнитного поля, ее вызвавшей т.е.:

$$\langle \alpha_E \rangle = \langle E \rangle / H, \quad (13)$$

где $\langle E \rangle = U / (m \cdot t + p \cdot t)$ – среднее значение напряженности электрического поля в структуре, U – возникающая разность потенциалов между электродами.

Подставляя в уравнение (8) тензор напряжения из (6), с использованием условия разомкнутой цепи для МЭкоэффициента по напряжению, при продольном эффекте получим следующее выражение:

$$\alpha = \frac{{}^p Y^p d_{xx,z} \quad {}^m q_{xx,x}}{\varepsilon_{zz} \Delta} \frac{{}^m Y^m t \cdot \operatorname{tg} \kappa / \kappa \cdot \operatorname{tg}^p \kappa / {}^p \kappa}{{}^m Y^m t \frac{\operatorname{th}^m \kappa}{{}^m \kappa} \left(1 - \operatorname{tg}^p \kappa \frac{{}^p Y^p \kappa}{G Y} \frac{G t}{p t} \right) + {}^p Y^p t \frac{\operatorname{tg}^p \kappa}{{}^p \kappa} - \operatorname{tg}^p \kappa \cdot {}^p Y^p \chi \frac{G t^2}{2}} \frac{{}^p t}{{}^m t + G t + {}^p t}}, \quad (14)$$

где

$$\Delta = 1 - K_p^2 \left[1 - \frac{{}^p Y^p t \cdot \operatorname{tg} \kappa / \kappa \cdot \operatorname{tg}^p \kappa / {}^p \kappa}{{}^m Y^m t \cdot \frac{\operatorname{th}^m \kappa}{{}^m \kappa} \left(1 - \operatorname{tg}^p \kappa \frac{{}^p Y^p \kappa}{G Y} \frac{G t}{p t} \right) + {}^p Y^p t \cdot \frac{\operatorname{tg}^p \kappa}{{}^p \kappa} - \operatorname{tg}^p \kappa \cdot {}^p Y^p \chi \frac{G t^2}{2}} \right],$$

$$K_p^2 = \frac{{}^p Y ({}^p d_{xx,z})^2}{{}^p \varepsilon_{zz}} - \text{квадрат коэффициента электромеханической связи.}$$

Как следует из выражения (14), частотная зависимость МЭ-коэффициента по напряжению в одинаковой мере зависит от параметров магнитострикционного, клевого и пьезоэлектрического слоев. Легко показать, что в случае, когда толщина клея стремится к нулю, выражение для МЭ-коэффициента переходит в выражение для МЭ-коэффициента по напряжению для случая идеальной связи, полученное ранее в работе [8; 9]. Таким образом, представленное уравнением (14) выражение для МЭ-коэффициента по напряжению является более общим, чем выражения, полученные ранее.

Вывод. Неоднородность структуры, связанная с наличием клеевой прослойки между ферритом и пьезоэлектриком, приводит к неоднородному распределению амплитуды смещений по толщине образца. Величина смещений магнитострикционной и пьезоэлектрической фазы уменьшается с увеличением толщины клея. Учет межслоевой клеевой прослойки в двухслойной МП-структуре приводит к изменению величины МЭ-коэффициента по напряжению. Полученное соотношение в предельном случае, когда толщина клея стремится к нулю, переходит в соотношение, полученное ранее для случая идеальной связи.

Список литературы

1. Бичурин М.И. [и др.] Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах // Физика твердого тела. – 2010. – Т. 52. – № 10. – С. 1975-1980.

2. Галичян Т.А., Филиппов Д.А. Учет клеевой прослойки в теории магнитоэлектрического эффекта в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах // Вестник НовГУ. – 2013. – Т. 2. – № 75. – С. 82-86.
3. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. Низкочастотный и резонансный магнитоэлектрические эффекты в объемных композиционных структурах феррит никеля – цирконат-титанат свинца // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82. – № 1. – С. 47-51.
4. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных ферромагнет-пьезоэлектрических структурах // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – № 23. – С. 24-31.
5. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных структурах на основе ферромагнетик - пьезоэлектрик // Известия вузов. Физика. – 2004. – № 12. – С. 3-6.
6. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик – пьезоэлектрик // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47. – № 6. – С. 1082-1084.
7. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Galichyan T.A. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре // Физика твердого тела. – 2013. – Т. 55. – № 9. – С. 1728-1733.
8. Filippov D.A., Laletsin U., Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in magnetostrictive-piezoelectric three-layer structures // J. of Appl. Phys. – 2007. – Vol. 102. – № 9. – P. 093901.
9. Filippov D.A., Galichyan T.A., Laletin V.M. Magnetoelectric effect in bilayer magnetostrictive-piezoelectric structure. Theory and experiment // Appl. Phys. A. – 2013. – Vol. 115. – № 3. – P. 1087-1091.
10. Filippov D.A., Galichyan T.A., Laletin V.M. Influence of an interlayer bonding on the magnetoelectric effect in the layered magnetostrictive-piezoelectric structure // Appl. Phys. A. – 2014. – Vol. 116. – № 4. – P. 2167-2171.
11. Vopsaroiu M., Blackburn J., Cain M.G. A new recording read head technology based on the magnetoelectric effect // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2007. – Vol. 40. – № 17. – P. 5027-5033.

Рецензенты:

Филиппов Д.А., д.ф.-м.н., профессор, Новгородский государственный университет, заведующий кафедрой технологии машиностроения, г. Великий Новгород;

Швецов И.В., д.т.н., профессор, Новгородский государственный университет, заведующий кафедрой промышленной теплоэнергетики, г. Великий Новгород.