УДК 537.9

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ

В.М.Петров, М.И.Бичурин, И.Н.Соловьев, В.М.Лалетин*, С.-В.Нан**

Институт электронных и информационных систем НовГУ, Vladimir.Petrov@novsu.ru
** Институт технической акустики Национальной Академии наук Белоруссии*
*** Университет Цингуа, КНР*

Рассмотрен магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре. Показано, что в области мод электромеханического резонанса наблюдается усиление эффекта в 100-200 раз, при этом использование изгибной моды позволяет существенно снизить значение резонансной частоты.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, магнитстрикционно-пьезоэлектрическая структура, изгибная мода колебаний, электромеханический резонанс

In this article we discuss magnetoelectric effect in a magnetostrictive-piezoelectric two-layer structure. It is shown that the effect increases by a factor of 100 to 200 in the range of electromechanical resonance modes. Using of the bending mode enables considerable decreasing the resonance frequency.

Keywords: magnetoelectric effect, magnetostrictive-piezoelectric structure, bending mode, electromechanical resonance

1. Введение

Композиционные материалы, как известно, наряду со свойствами, имеющимися у исходных компонент, могут обладать свойствами, которые у них отсутствуют. Примером такого свойства является магнитоэлектрический (МЭ) эффект, который наблюдается в материалах, являющихся одновременно магнитострикционными и пьезоэлектрическими [1]. Приложение внешнего магнитного поля вызывает деформацию магнитострикционной компоненты, которая приводит к возникновению механических напряжений в пьезоэлектрической компоненте, а следовательно, и к электрической поляризации, появляющейся вследствие пьезоэлектрического эффекта. Очевидно, возможен и обратный эффект. Внешнее электрическое поле вызывает деформацию пьезоэлектрической компоненты, приводящую к возникновению механических напряжений в магнитострикционной компоненте и, как следствие, к ее намагничиванию.

Количественно МЭ эффект характеризуется МЭ коэффициентом по напряжению, $\alpha_E = E/H$. Величина коэффициента зависит от размеров структуры, магнитных, диэлектрических и механических свойств составляющих ее слоев и частоты магнитного поля. В противоположность однофазным материалам в композитах МЭ взаимодействие между пьезоэлектрической и магнитной фазами приводит к большим значениям МЭ коэффициентов. В частности, полученные значения МЭ восприимчивости на несколько порядков больше, чем в известных однофазных МЭ материалах при комнатной температуре. Эти МЭ композиты дают благоприятную возможность их применения в таких многофункциональных устройствах, как магнитоэлектрические преобразователи, аттенюаторы и датчики. Поскольку МЭ эффект в композиционных материалах обусловлен механической связью компонент, в области ЭМР наблюдается значительное усиление МЭ эффекта [2-6]. Для номинальных размеров образца изгибные колебания происходят на значительно более низких частотах по сравнению с радиальными и толщинными колебаниями, что делает изгибные моды предпочтительными с точки зрения практических применений [7,8].

Одним из наиболее перспективных магнитострикционных материалов является никель, обладающий гигантским значением пьезомагнитного коэффициента q_{33}, которое наблюдается при относительно слабом подмагничивающем поле (не более 100 Э). Кроме того, высокая технологичность никеля позволяет относительно легко получать слоистые магнитострикцинно-пьезоэлектрические структуры методом напыления. Данная работа посвящена исследованию МЭ эффекта в двухслойных магнитострикцинно-пьезоэлектрических структурах на основе никеля в широком диапазоне частот. В качестве пьезоэлектрической компоненты используется цирконат-титанат свинца (ЦТС). Рассмотрение проводится на примере дискообразных образцов.

Определяющие уравнения для описания МЭ взаимодействия в композитах, в линейном приближении, могут быть записаны как

$$S = sT + d^T E + q^T H, \tag{1}$$

$$D = dS + \varepsilon E + \alpha H, \tag{2}$$

$$B = qT + \alpha^T E + \mu H, \tag{3}$$

где T, S, D, E, B и H — напряжение, деформация, электрическая индукция, электрическое поле, магнитная индукция, магнитное поле соответственно; s, ε и μ — коэффициент податливости, диэлектрическая проницаемость и магнитная проницаемость соответственно; d и q — пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты; α — МЭ коэффициент.

Для пьезоэлектрической фазы композита (например, $BaTiO_3$ и ЦТС) $q = 0$ и $\alpha = 0$; а для магнитной фазы (например, Co-феррит и Ni-феррит) $d = 0$ и $\alpha = 0$. Но уже в их композиции результирующий МЭ коэффициент, зависящий от составляющих композит микроструктур (т. е. свойств фаз компонентов, объемных долей, форм зерен, связи между фазами и т.д.) отличен от нуля, $\alpha \neq 0$.

2. Магнитоэлектрический эффект в области низких частот

Для учета изгибной деформации, связанной с несимметричностью образца, представим радиальное смещение в виде линейной функции вертикальной координаты z_i:

$${}^pu_r = {}^pu_{r0} + \frac{z_p \partial w}{\partial r}, \quad {}^mu_r = {}^mu_{r0} + \frac{z_m \partial w}{\partial r},$$

где ${}^iu_{r0}$ — смещение вдоль оси r при $z_i = 0$, w — смещение вдоль z, перпендикулярной плоскости образца, при этом z_i отсчитывается от срединной плоскости i-го слоя. Компоненты деформации связаны со смещением соотношениями:

$${}^pS_r = \frac{\partial^p u_{r0}}{\partial r} + \frac{z_p \partial^2 w}{\partial r^2},$$

$${}^mS_r = \frac{\partial^m u_{r0}}{\partial r} + \frac{z_m \partial^2 w}{\partial r^2},$$

$${}^pS_\theta = \frac{{}^pu_r}{r}, \quad {}^mS_\theta = \frac{{}^mu_r}{r}.$$

Очевидно, деформации ${}^iS_{r0} = \dfrac{\partial^i u_{r0}}{\partial r}$ удовлетворяют следующему условию:

$${}^mS_{r0} - {}^pS_{r0} = \frac{h_1}{R_1},$$

где $h_1 = \dfrac{{}^mt + {}^pt}{2}$ — расстояние между срединными плоскостями пьезоэлектрического и магнитного слоев, ${}^pt$, ${}^mt$ — толщины слоев; R_1 — радиус кривизны.

Смещения вдоль осей r и z удовлетворяют уравнениям эластостатики

$$\frac{\partial^2 ({}^iu_r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial ({}^iu_r)}{\partial r} - \frac{{}^iu_r}{r^2} = 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial w}{\partial r}\right)\right] = 0. \tag{5}$$

Для нахождения постоянных интегрирования уравнений (4) и (5) следует учесть, что смещения конечны при $r = 0$. Кроме того, для обеспечения равновесия системы необходимо, чтобы суммарная радиальная сила равнялась нулю, а сумма вращающих моментов радиальных сил каждого слоя должна уравновешиваться результирующим вращающим моментом, индуцируемым в слоях структуры:

$${}^mF_r + {}^pF_r = 0, \tag{6}$$

$${}^mF_r h_1 = {}^pM_r + {}^mM_r, \tag{7}$$

где ${}^iF_r = \displaystyle\int_{-{}^it/2}^{{}^it/2} {}^iT_r dz_1$, ${}^iM_r = \displaystyle\int_{-{}^it/2}^{{}^it/2} z_i {}^iT_r dz_i$,

Решив систему уравнений (4) и (5) с учетом (6) и (7) , можно найти компоненты напряжения ${}^pT_r$ и ${}^pT_\theta$, принимая во внимание уравнение (1), которое необходимо записать в цилиндрической системе координат. Подстановка найденного выражения для напряжения в условие разомкнутой электрической цепи с учетом (2) позволяет вычислить МЭ коэффициент по напряжению. Условие разомкнутой электрической цепи имеет вид

$$\int_0^R {}^pD_3 r\, dr \int_0^{2\pi} d\theta = 0, \tag{8}$$

где R — радиус образца.

3. Магнитоэлектрический эффект в области изгибной моды

Для нахождения МЭ коэффициента по напряжению необходимо найти решения уравнений магнитостатики и эластодинамики, записанных для магнитного слоя, а также уравнений электростатики и эластодинамики для пьезоэлектрического слоя с учетом граничных условий. Теоретическая модель МЭ взаимодействия в магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре в области изгибной моды образца в форме пластинки построена в [8]. Одной из задач данной работы является моделирование МЭ эффекта в области изгибной моды образца в форме диска. В отличие от образца в форме пластинки рассмотрение МЭ эффекта в дискообразном образце целесообразно проводить, используя цилиндрическую систему координат (r, l, z). В работе рассматривается так называемая поперечная ориентация полей, когда постоянное и переменное магнитные поля лежат в плоскости образца и направлены вдоль оси x, а направление поляризации пьезоэлектрика и индуцируемое электрическое поле перпендикулярны плоскости образца и направлены вдоль оси z. При этом влияние размагничивающих полей сводится к минимуму.

Уравнение изгибных колебаний образца, толщина которого мала по сравнению с радиусом, имеет вид [9]

$$\nabla^2\nabla^2 w+\frac{\rho t}{D}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}=0, \qquad (9)$$

где $\nabla^2\nabla^2$ — бигармонический оператор; w — прогиб (смещение в направлении оси z), t и ρ — толщина и средняя плотность структуры; D — цилиндрическая жесткость. Для магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры

$$t={}^pt+{}^mt,\ \rho=\frac{{}^p\rho\,{}^pt+{}^m\rho\,{}^mt}{t},$$

где ${}^pt$, ${}^mt$ — толщины пьезоэлектрического и магнитострикционного слоев; ${}^p\rho$, ${}^m\rho$ — плотности слоев.

Общее решение уравнения (9) имеет вид

$$w=[C_1J_n(kr)+C_2Y_n(kr)+C_3I_n(kr)+C_4K_n(kr)]\cos(n\varphi), \qquad (10)$$

где $J_n(kr)$ и $Y_n(kr)$ — функции Бесселя первого и второго рода порядка n; $I_n(kr)$ и $K_n(kr)$ — модифицированные функции Бесселя; n — количество узловых диаметров; $k^4=\omega^2({}^p\rho\,{}^pt+{}^m\rho\,{}^mt)D^{-1}$, ω — круговая частота.

Вынужденные колебания образца под действием внешнего магнитного поля можно представить в виде суперпозиции его собственных колебаний. При этом выражения (10) при $n\neq 0$ не дадут вклада в величину МЭ коэффициента по напряжению, поскольку, как известно, интеграл от периодической функции за период равен нулю, а МЭ коэффициент вычисляется из условия разомкнутой электрической цепи (8).

В формуле (8) электрическая индукция определяется механическим напряжением согласно (2), механическое напряжение может быть выражено через деформацию из (1), а деформация в свою очередь определяется прогибом образца.

Выражение (10) содержит четыре произвольные постоянные, которые необходимо определить из граничных условий при $r = 0$ и $r = R$, где R — радиус образца. В данном случае граничные условия сводятся к условию ограниченности величины прогиба при $r = 0$, а также равенству нулю вращающего момента M_r и поперечной силы V_r при $r = R$. Вращающий момент при $n = 0$ определяется соотношением $M_r=\int_A zT_r dA$, где A — боковая поверхность образца. Поперечная сила определяется как $V_r=\frac{\partial M_r}{\partial r}$.

Выражение для МЭ коэффициента по напряжению, найденное подстановкой (2) в (8) с учетом (1) и (10), имеет вид

$$\alpha_{E\,b}=\frac{a_3\,{}^pd_{31}\,(q_{11}+q_{12})}{(r_1a_2-r_2a_1)\,{}^p\varepsilon_{33}}, \qquad (11)$$

где a_1, a_2, a_3, r_1 и r_2 — параметры, зависящие от геометрических размеров образца и исходных материальных параметров,

$$a_3=\frac{{}^pY\,{}^mYkRr_1r_2(2z_0-{}^pt)(1+\nu)[(z_0+{}^mt)^2-z_0^2]}{4(1-\nu)(1+{}^pK^2)};$$

$$a_1=-\frac{{}^pY}{3}\left[a_5-\frac{r_1k(1+\nu){}^pK^2}{R(1-{}^pK^2)}\right][z_0^3-(z_0-{}^pt)^3]-$$
$$-\frac{{}^mY}{3}\left[a_5-\frac{r_3k^2(1+\nu){}^mK^2}{2(1-{}^mK^2)}\right][(z_0+{}^mt)^3-z_0^3]-a_7r_3;$$

$$a_2=-\frac{{}^pY}{3}\left[a_6+\frac{r_2k(1+\nu){}^pK^2}{R(1-{}^pK^2)}\right][z_0^3-(z_0-{}^pt)^3]-$$
$$-\frac{{}^mY}{3}\left[a_6+\frac{r_4k^2(1+\nu){}^mK^2}{2(1-{}^mK^2)}\right][(z_0+{}^mt)^3-z_0^3]+a_7r_4;$$

$$a_5=-\frac{\nu r_1k}{R}-\left(r_3-\frac{r_1}{kR}\right)k^2;\ a_6=\frac{\nu r_2k}{R}+\left(r_4-\frac{r_2}{kR}\right)k^2;$$

$$a_7=\frac{{}^mY(1+\nu)^2k^2\,{}^mK^2({}^mt+2z_0)[(z_0+{}^mt)^2-z_0^2]}{8(1-{}^mK^2)};$$

$$r_1=I_0(kR);\ r_2=J_0(kR);\ r_3=I_1(kR);\ r_4=J_1(kR);$$

$$D={}^pD+{}^mD+3\left(\frac{(1-\nu)^2}{{}^mD}+\frac{\nu^2}{{}^pD}\right)^{-1};$$

$${}^pK^2=\frac{2\,{}^pd_{31}^2\,{}^pY}{{}^p\varepsilon_{33}(1-\nu)};\ {}^mK^2=\frac{2\,{}^mq^2\,{}^mY}{{}^m\mu_{11}(1-\nu)};$$

$$2\,{}^mq={}^mq_{11}+{}^mq_{12};\ z_0=\frac{{}^pY\,{}^pt^2-{}^mY\,{}^mt^2}{2({}^pY\,{}^pt+{}^mY\,{}^mt)};$$

$\nu=\frac{{}^pt}{{}^pt+{}^mt}$; D_p и D_m — цилиндрические жесткости пьезоэлектрического и магнитного слоев. С целью упрощения выражения (11) коэффициенты Пуассона для пьезоэлектрического и пьезомагнитного слоев приняты равными: ${}^p\nu={}^m\nu=\nu$.

Как и следовало ожидать, МЭ взаимодействие в области изгибной моды определяется произведением пьезоэлектрического и пьезомагнитного коэффициентов исходных компонентов. Резонансные частоты, на которых наблюдается резкое увеличение МЭ коэффициента, определяются корнями уравнения $r_1a_2-r_2a_1=0$.

4. Магнитоэлектрический эффект в области радиальной моды

Для нахождения МЭ коэффициента по напряжению в данной работе использовалось выражение для поперечной ориентации магнитных и электрического полей.

$$\alpha_{ER} = = -\frac{(1+\nu)(1-V)\,{}^{p}s_{11}J_1(kR)\,{}^{p}d_{31}({}^{m}g_{11}+{}^{m}g_{12})\mu_{eff}}{(1-\nu)\,{}^{p}s_{11}A\,{}^{p}\varepsilon_{33}+2B\,{}^{p}d_{31}^{2}}, \quad (12)$$

где $A = aJ_0(kR) - (1-\nu)s_1J_1(kR)$; $B = aJ_0(kR) - s_3J_1(kR)$; V — объемная доля пьезоэлектрика; $a = kRs_1$; $s_1 = V\,{}^{m}s^{B}{}_{11} + (1-V)\,{}^{p}s_{11}$; $s_3 = (1-\nu)(1-V)\,{}^{p}s_{11} + 2V\,{}^{m}s^{B}{}_{11}$; μ_{eff} — эффективная магнитная проницаемость магнитного слоя [10].

5. Частотная зависимость магнитоэлектрического эффекта в структуре ЦТС-никель

Теоретические оценки получены, исходя из следующих значений материальных параметров исходных компонент: для никеля ${}^{m}s_{11} = 4{,}9\cdot10^{-12}$ м^2/Н, ${}^{m}s_{12} = -1{,}7\cdot10^{-12}$ м^2/Н, ${}^{m}q_{11} + {}^{m}q_{12} = -1030\cdot10^{-12}$ м/А, ${}^{m}\rho = 8{,}9\cdot10^{3}$ кг/м^3; для ЦТС ${}^{p}s_{11} = 15{,}3\cdot10^{-12}$ м^2/Н, ${}^{p}s_{12} = -5\cdot10^{-12}$ м^2/Н, ${}^{p}d_{31} = -175\cdot10^{-12}$ м/В, ${}^{p}\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 1750$; ${}^{p}\rho = 7{,}7\cdot10^{3}$ кг/м^3. Следует отметить, что в реальных структурах существуют потери, которые необходимо учитывать в расчетах. Ширина резонансной линии может описываться путем введения комплексной частоты $\omega = \omega' + i\omega''$, где $\omega'/\omega'' = Q$. Добротность линий ЭМР была эмпирически определена по ширине его линии. Расчетная частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению, а также зависимости низкочастотного и резонансных МЭ коэффициентов приведены на рис.1-4.

Экспериментальные исследования МЭ эффекта в дискообразных образцах были выполнены для двухслойной структуры состава ЦТС-никель. Использовались образцы в форме диска радиусом R = 4,4 мм. Толщина слоя никеля равнялась 0,25 мм, а толщина слоя ЦТС изменялась в пределах от 0,4 до 1 мм. Измерения выполнены для поперечной ориентации электрического и магнитных полей (вектор электрической поляризации перпендикулярен магнитным полям) на частоте 1 кГц и в областях изгибной и радиальной мод электромеханического резонанса. Экспериментальные частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению, а также зависимости низкочастотного и резонансных МЭ коэффициентов приведены на рис. 1-4.

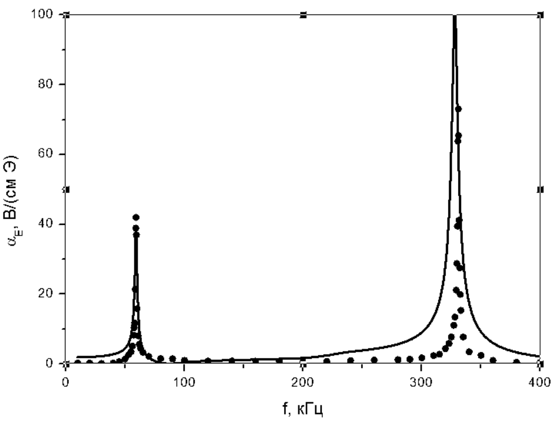

Рис.1. Расчетная (сплошная линия) и экспериментальная (точки) частотные зависимости низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры состава ЦТС-никель

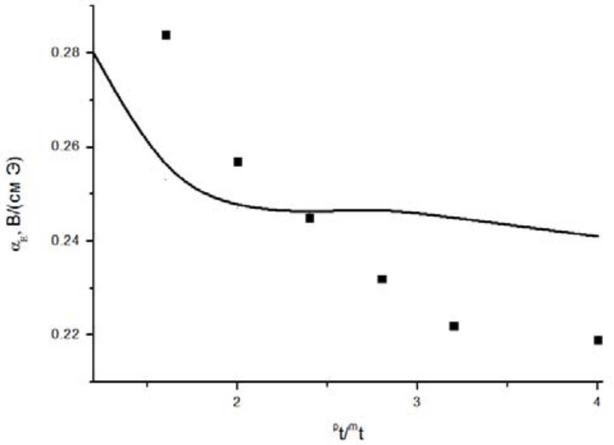

Рис.2. Расчетная (сплошная линия) и экспериментальная (точки) зависимости низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры состава ЦТС-никель от отношения толщин слоев компонент

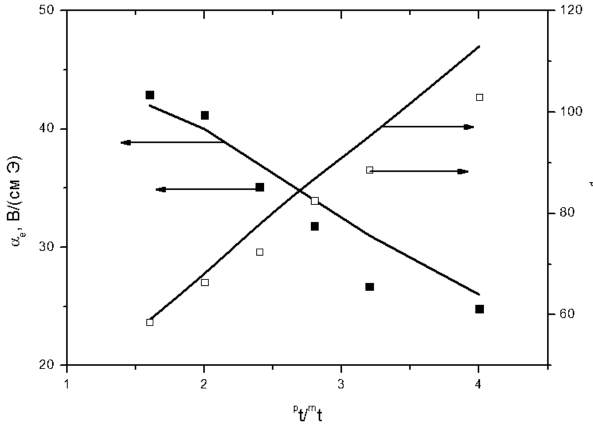

Рис.3. Расчетные (сплошные линия) и экспериментальные (точки) зависимости максимального МЭ коэффициента по напряжению и резонансной частоты для изгибной моды двухслойной структуры состава ЦТС-никель от отношения толщин слоев компонент

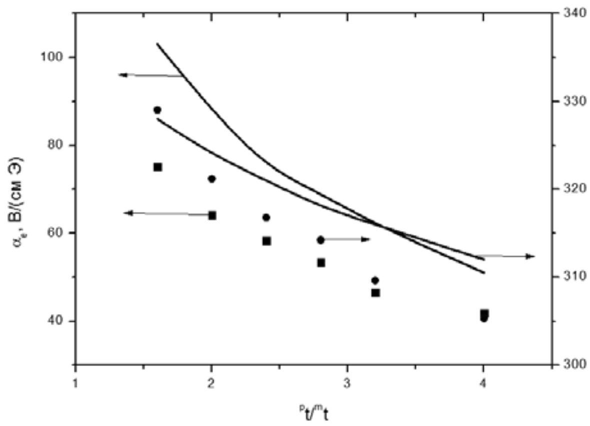

Рис.4. Расчетные (сплошные линия) и экспериментальные (точки) зависимости максимального МЭ коэффициента по напряжению и резонансной частоты для радиальной моды двухслойной структуры состава ЦТС-никель от отношения толщин слоев компонент

На рис.1 мы видим, что в области изгибной моды наблюдается возрастание МЭ коэффициента приблизительно в 100 раз по отношению к низкочастотному значению, а в области радиальной моды — приблизительно в 200 раз. При уменьшении толщины слоя ЦТС имеет место увеличение как низкочастотного, так и резонансных МЭ коэффициентов (рис.2-4). При этом резонансная частота изгибной моды понижается, а резонансная частота радиальной моды возрастает.

6. Заключение

Таким образом, в данной работе рассмотрен МЭ эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре в широком диапазоне частот. Получены явные выражения для МЭ коэффициента по напряжению в области изгибной и радиальной мод для образца в форме диска. Показано, что в области мод электромеханического резонанса наблюдается увеличение МЭ коэффициента в 100-200 раз по сравнению с его низкочастотным значением, при этом использование изгибной моды позволяет существенно снизить значение резонансной частоты. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными измерений для двухслойных структур на основе никеля и цирконата-титаната свинца. Резонансное значение МЭ коэффициента достигает 80 В/(см Э), что делает образцы потенциально пригодными для использования при проектировании датчиков магнитного поля и преобразователей.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 — 2013 годы.

1. Nan Ce-Wen, Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., and Srinivasan G. // J. Appl. Phys. 2008. V.103. P.031101.
2. Xing Z., Dong S., Zhai Junyi, Yan Li, Li J., and Viehland D. // Appl. Phys. Lett. 2006. V.89. P.112911.
3. Zhai J., Xing Z., Dong S, Li J., and Viehland D. // Appl. Phys. Lett. 2008. V.93 P.072906 (1-3).
4. Chashin D.V., Fetisov Y.K., Kamentsev K.E., and Srinivasan G. // Appl. Phys. Lett. 2008. V.92. P.102511 (1-3).
5. Bichurin M.I., Fillipov D.A., Petrov V.M., Laletin U., and Srinivasan G. // Phys. Rev. B 2003. V.68.P.132408 (1-6).
6. Petrov V.M., Bichurin M.I., Zibtsev V.V., Mandal S.K., and Srinivasan G. // J. Appl. Phys. 2009. V.106. P.113901 (1-5).
7. Zhai J., Xing Z., Dong S., Li J. and Viehland D. // Appl. Phys. Lett. 2006. V.88. P.062510 (1-3).
8. Petrov V.M., Srinivasan G., Bichurin M.I., and Galkina T.A. // J. Appl. Phys. 2009. V.105. P.063911 (1-4).
9. Timoshenko S.P. and Young D.H. Vibration problems in engineering. 3rd ed. N. Y.: Van Nostrand Co., Inc., 1955. 472 p.
10. Бичурин М.И., Петров В.М., Аверкин С.В., Филиппов А.В. // ФТТ. 2010. Т.52. Вып.10. С.1975-1980.