УДК 537.9

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В ТРЕХСЛОЙНЫХ МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

М.И.Бичурин, В.М.Петров, К.В.Беличева

MAGNETOELECTRIC EFFECT IN TRILAYER MAGNETOSTRICTIVE-PIEZOELECTRIC STRUCTURES AT BENDING MODE OF ELECTROMECHANICAL RESONANCE

M.I.Bichurin, V.M.Petrov, K.V.Belicheva

Институт электронных и информационных систем НовГУ, Mirza.Bichurin@novsu.ru

Рассмотрен магнитоэлектрический эффект в трехслойной структуре на основе ферромагнетика и биморфного пьезоэлектрического преобразователя. Показано, что в структуре состава пермендюр — биморфный преобразователь на основе ЦТС наблюдается 10% увеличение МЭ коэффициента по напряжению в области изгибной моды электромеханического резонанса.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, магнитострикционно-пьезоэлектрическая структура, изгибная мода колебаний, электромеханический резонанс, биморфный пьезоэлектрический преобразователь

The magnetoelectric effect in a trilayer of ferromagnet and piezoelectric bimorph is discussed. ME voltage coefficient for the laminate of pernendur and Pb(Zr,Ti)O3-bimorph reveals a 10%-increase at bending mode of electromechanical resonance.

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

Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект проявляется в виде индуцирования электрической поляризации в материале во внешнем магнитном поле или в виде появления намагниченности во внешнем электрическом поле. В феррит-пьезоэлектрических структурах МЭ эффект обусловлен механическим взаимодействием магнитной и электрической подсистем, поэтому в области ЭМР наблюдается значительное увеличение МЭ коэффициентов. В работах [1-2] проведено исследование частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению в области продольной и радиальной мод ЭМР для образцов композитов, включая структуры на основе никелевой феррошпинели — ЦТС. В указанных работах приведены выражения для МЭ коэффициента по напряжению при поперечной и продольной ориентациях электрического и магнитного полей. Показано, что на частоте антирезонанса наблюдается возрастание МЭ коэффициента более чем на порядок. Резонансная частота для изгибных колебаний сравнительно меньше, чем для продольных акустических мод, что представляет интерес с точки зрения практического использования МЭ эффекта. Экспериментальные исследования показали наличие в слоистых структурах гигантского МЭ эффекта при использовании изгибных колебаний [1]. Теоретическое моделирование МЭ эффекта в области изгибной моды выполнено в [2].

Целью настоящей работы является теоретическое моделирование МЭ эффекта в области изгибных мод ЭМР в слоистых структурах на основе магнитострикционного материала и пьезоэлектрического биморфного преобразователя.

Магнитоэлектрический эффект в области изгибной моды

Рассмотрим изгибные колебания трехслойной структуры, состоящей из магнитострикционного слоя и биморфного пьезоэлектрического преобразователя в виде двух одинаковых сегнетоэлектрических слоев с противоположным направлением поляризации. Будем считать, что образец имеет форму тонкой пластинки, для которой толщина значительно меньше остальных геометрических размеров, а ширина – значительно меньше длины. В этом случае мы можем рассматривать только одну составляющую тензора напряжений и деформаций. Изгибные колебания тонкой пластинки описываются известным уравнением [3]

$$\nabla^2\nabla^2 w+\frac{\rho t}{D}\frac{\partial^2 w}{\partial\tau^2}=0, \qquad (1)$$

где $\nabla^2\nabla^2$ — бигармонический оператор, w — прогиб (смещение в направлении z), t и ρ — толщина и средняя плотность образца, а τ — время. Для рассматриваемой структуры толщина $t = {}^{p1}t + {}^{p2}t + {}^{m}t$, $\rho=({}^{p1}\rho\,{}^{p1}t + {}^{p2}\rho\,{}^{p2}t + {}^{m}\rho{}^{m}t)/t$, где ${}^{p}\rho$ и ${}^{m}\rho$ — плотность пьезоэлектрического и магнитного слоев, ${}^{p1}t$, ${}^{p2}t$ и ${}^{p}t$ — толщина пьезоэлектрических и магнитострикционного слоев.

Уравнение (1) описывает изгибные колебания срединной плоскости образца, каждая точка которой движется только в направлении Z, перпендикулярном плоскости образца. Положение срединной плоскости определяется из условия равенства нулю суммы сил, действующих вдоль оси X. Эта сила определяется напряжениями в слоях структуры, которые могут быть выражены через деформации в соответствии с законом Гука. Расстояние от срединной плоскости до поверхности раздела слоистой структуры z_0 определяется выражением:

$$z_0 = \frac{1}{2}\frac{{}^pY^E \cdot ({}^{p1}t + {}^{p2}t)^2 - {}^mY^B \cdot {}^mt^2}{{}^{p1}Y^E \cdot {}^{p1}t + {}^{p2}Y^E \cdot {}^{p2}t + {}^mY^B \cdot {}^mt}, \quad (2)$$

где ${}^pY^E$ и ${}^mY^B$ — модули упругости пьезоэлектрической компоненты при постоянном электрическом поле и магнитострикционной компоненты при постоянной магнитной индукции. Продольная компонента деформации слоев образца связана с прогибом w вдоль направления z соотношением ${}^{p,m}S_1 = -z\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$. Деформации слоев и механические напряжения связаны обобщенным законом Гука. В работе рассматривается поперечная ориентация магнитных и электрических полей, для которой постоянное и переменное магнитные поля направлены вдоль длины образца, а направление поляризации и переменное электрическое поле перпендикулярны плоскости образца. Указанная ориентация магнитных полей обеспечивает наименьшее влияние размагничивающих полей.

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению вычисляется как отношение индуцированного электрического поля E к приложенному магнитному полю H: $\alpha_E = \frac{E}{H}$. Для вычисления МЭ коэффициента необходимо в условие разомкнутой электрической цепи подставить выражение для механического напряжения, полученное из решения уравнения (1). Для этого найдем сначала вращающий момент относительно оси y, который описывается следующим выражением:

$$M_x = \int\limits_{z_0-{}^{p1}t-{}^{p2}t}^{z_0-{}^{p1}t} z\cdot{}^{p2}T_1 dz + \int\limits_{z_0-{}^{p1}t}^{z_0} z\cdot{}^{p1}T_1 dz + \int\limits_{z_0}^{z_0+{}^mt} z\cdot{}^mT_1 dz. \quad (3)$$

Поперечная сила определяется как

$$V_x = \frac{\partial M_x}{\partial x}. \quad (4)$$

Для расчета среднего значения напряженности индуцированного электрического поля E следует использовать формулу

$$E = \frac{1}{t}\int\limits_{z_0-{}^{p1}t-{}^{p2}t}^{z_0-{}^{p1}t} {}^{p2}E_3 dz + \frac{1}{t}\int\limits_{z_0-{}^{p1}t}^{z_0} {}^{p1}E_3 dz. \quad (5)$$

Для определения внутреннего электрического поля в пьезоэлектрической компоненте ${}^{p1,2}E_3$ следует воспользоваться условием разомкнутой цепи:

$$\int\limits_0^L {}^pD_3 dx = 0. \quad (6)$$

Электрическую индукцию ${}^pD_3$ можно выразить из совместного решения уравнений (6) и (3). При этом выражение для ${}^pE_3$ приобретает вид:

$${}^{p1,2}E_3 = \frac{{}^pd_{31}\cdot{}^pY^E}{L\cdot{}^p\varepsilon_{33}\cdot(1-{}^pK_{31}{}^2)}\int\limits_0^L \frac{d^2}{dx^2}w(x)dx, \quad (7)$$

Напряженность внешнего и внутреннего магнитного полей в данной структуре связаны следующим выражением:

$$H = \frac{1}{{}^mt}\int\limits_{z_0}^{z_0+{}^mt} {}^mH_1 dz, \quad (8)$$

где ${}^mH_1$ определяется из совместного решения уравнений (6) и (1) с учетом того, что магнитная индукция имеет нулевую дивергенцию, т.е. $\partial\, {}^mB_1/\partial x = 0$.

Выражение для магнитной индукции, полученное из соответствующего материального уравнения, имеет вид:

$${}^mB_1 = \frac{(1-{}^mK_{11}^2)}{L}(-{}^mq_{11}\cdot{}^mY^B z\int\limits_0^L \frac{d^2}{dx^2}w(x)dx + H\cdot L\cdot{}^m\mu_{33}), \quad (9)$$

где ${}^mK_{11}$ — коэффициент магнитомеханической связи.

Уравнение (9) используется для определения вращающего момента и осевой силы. Ограничимся рассмотрением гармонических колебаний, тогда прогиб как функция x и τ определяется выражением

$$w(x,\tau) = w(x)\cdot\cos(\omega\cdot\tau), \quad (10)$$

где ω — круговая частота.

Если выражение (10) подставить в уравнение (1), то общее решение этого уравнения может быть записано следующим образом:

$$w(x) = C_1\sinh(kx) + C_2\cosh(kx) + C_3\sin(kx) + C_4\cos(kx), \quad (11)$$

где волновое число k определяется выражением

$$k^4 = \frac{\omega^2\rho t}{D}, \quad (12)$$

Если в уравнение (7) подставить (11) и использовать обозначения

$\cosh(k\,L)=r_1$, $\sinh(k\,L)=r_2$, $\cos(k\,L)=r_3$ и $\sin(k\,L)=r_4$, (13)

то мы получим выражение для индуцированного электрического поля:

$${}^pE_3 = \frac{{}^pd_{31}\cdot{}^pY^E}{L\cdot{}^p\varepsilon_{33}\cdot(1-{}^pK_{31}{}^2)}\cdot(-C_1\cdot k - C_3\cdot k +$$

$$+C_1\cdot k\cdot r_1 + C_2\cdot k\cdot r_2 + C_3\cdot k\cdot r_3 - C_4\cdot k\cdot r_4). \quad (14)$$

Для определения постоянных интегрирования C_1, C_2, C_3, C_4 следует использовать граничные условия на концах образца. Граничные условия определяются значениями вращающего момента M_x, осевой силы V_x, прогиба w и производной от прогиба $\partial w/\partial x$. В качестве примера далее рассматривается образец с консольным закреплением, для которого резонансная частота является наименьшей по сравнению с другими видами закреплений. При этом $w = 0$ и $\partial w/\partial x = 0$ при $x = 0$, $M_x = 0$ и $V_x = 0$ при $x = L$.

Для определения M_x согласно выражению (3) используем механические напряжения, выраженные через прогиб. Затем в полученные выражения подставляем ${}^pE_3$ и ${}^mB_1$ согласно (7) и (9). После преобразований получаем

$$M_x = \frac{a_1}{L}\int\limits_0^L \frac{d^2}{dx^2}w(x)dx + D\frac{d^2}{dx^2}w(x) - \frac{1}{2}{}^mY^H\,{}^mq_{11}\,{}^mt(2z_0 + {}^mt)H, \quad (15)$$

где

$$a_1 = \frac{{}^{p}K_{31}{}^{2}\,{}^{p}Y((z_0 - {}^{p}t)^3 - z_0{}^3)}{3D(1 - {}^{p}K_{31}{}^{2})} + \frac{{}^{m}K_{31}{}^{2}\,{}^{m}Y((z_0 + {}^{m}t)^3 - z_0{}^3)}{3D}, \quad (16)$$

D — цилиндрическая жесткость, которая записывается в виде

$$D = \frac{1}{3}\cdot{}^{p}Y^{E}\cdot[(z_0 - {}^{p1}t)^3 - (z_0 - {}^{p1}t - {}^{p2}t)^3] +$$

$$+\frac{1}{3}\cdot{}^{p}Y^{E}\cdot[z_0{}^3 - (z_0 - {}^{p1}t)^3] + \frac{1}{3}\cdot{}^{m}Y^{B}\cdot[(z_0 + {}^{m}t)^3 - z_0{}^3]. \quad (17)$$

Подстановка (15) в граничные условия приводит к системе уравнений относительно постоянных интегрирования. Далее найденные выражения для постоянных интегрирования следует подставить в (14), а затем в (5) для нахождения индуцированного электрического поля. В результате получаем выражение для МЭ коэффициента по напряжению. Однако ввиду громоздкости точное выражение для МЭ коэффициента не приводится. Это выражение существенно упрощается в предположении малости коэффициентов электромеханической и пьезоэлектрической связи (${}^{m}K_{11}^2 << 1,\ {}^{p}K_{31}^2 << 1$) и приобретает вид

$$\alpha_{E\,31} = \frac{{}^{m}Y\,{}^{p}Y\,{}^{p}d_{31}\,{}^{m}q_{11}t_m(2z_0 + t_m)[2z_0(t_{p2} - t_{p1}) - 2t_{p1}t_{p2} - t_{p2}^2 + t_{P1}^2](r_1r_4 + r_2r_3)}{4\,{}^{p}\varepsilon_{33}DkL(t_{p1} + t_{p2} + t_m)(1 + r_1r_3)}. \quad (18)$$

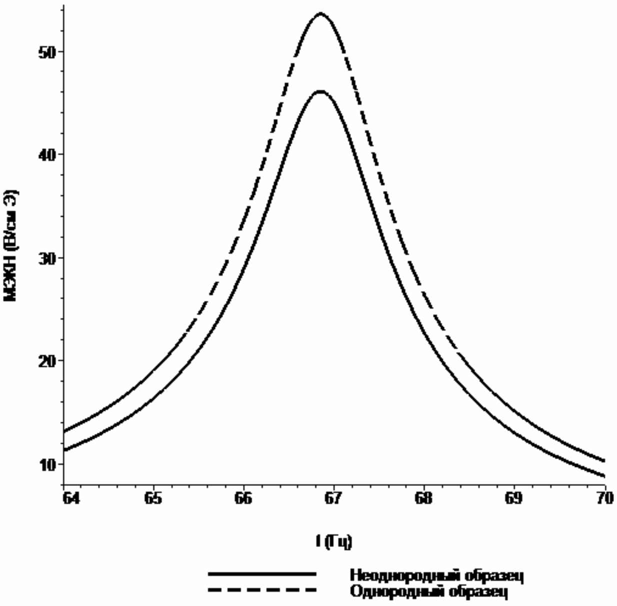

Рис.1. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для структуры ЦТС-ЦТС-пермендюр для параллельно (однородный образец) и встречно поляризованных слоев ЦТС. Толщина каждого слоя ЦТС равна 0,2 мм

Выражение (18) показывает, что величина МЭ коэффициента определяется произведением пьезоэлектрического и пьезомагнитного коэффициентов слоев и их толщинами. Резонансные частоты определяются выражением $\cos(kL)\cosh(kL) = -1$, что совпадает с выражением для резонансной частоты тонкой пластинки с консольным закреплением. Учет квадратов коэффициентов электромеханической и пьезоэлектрической связи ведет к небольшому смещению резонансных частот.

При численных оценках резонансные потери учитываются с помощью комплексной частотой $\omega + i\omega'$ при $\omega'/\omega = 10^{-2}$.

Результаты вычислений частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению для структуры ЦТС-ЦТС-пермендюр с равными толщинами пьезоэлектрических слоев приведены на рис.1. Предполагается, что к магнитострикционному слою приложено подмагничивающее поле, обеспечивающее максимум пьезомагнитного коэффициента. Расчеты выполнены для образца длиной L = 6,8 см, толщина магнитного и пьезоэлектрических слоев равна 0,2 мм.

Из рис.1 следует, что использование биморфного пьезопреобразователя в составе слоистой структуры не ведет к увеличению МЭ коэффициента. Однако использование пьезоэлектрических слоев с противоположными направлениями поляризации и разными толщинами позволяет усилить МЭ эффект, что показано на рис.2. Следует отметить, что в оценках, приведенных на рис.2, использованы оптимальные значения толщин пьезоэлектрических слоев при выбранной толщине магнитного слоя.

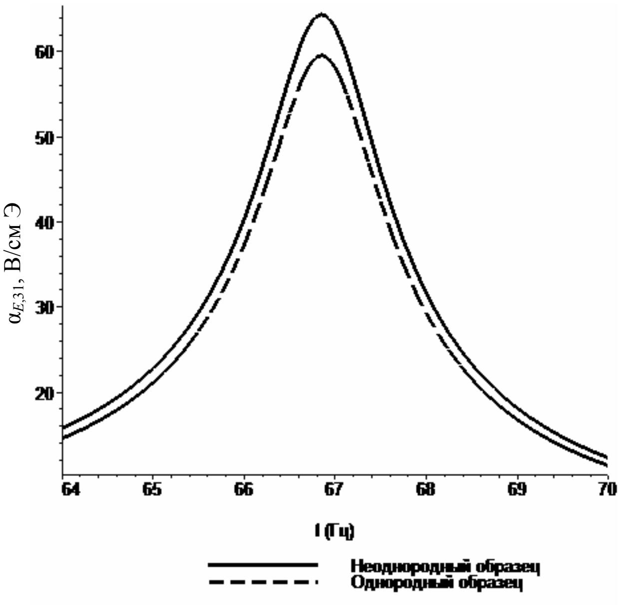

Рис.2. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для структуры ЦТС-ЦТС-пермендюр для параллельно (однородный образец) и встречно поляризованных слоев ЦТС. Толщина слоев ЦТС равна 0,1 и 0,3 мм

Данные вычислений на рис.2 показывают, что увеличение МЭ коэффициента по напряжению составляет приблизительно 10% для оптимальных толщин слоев.

Заключение

В данной главе рассмотрена теоретическая модель МЭ эффекта в области изгибной моды для слоистых структур со ступенчатым изменением пьезоэлектрических и магнитострикционных свойств. Асимметрия структуры дает возможность эффективного возбуждения изгибных колебаний посредством магнитострикционных деформаций магнитного слоя во внешнем магнитном поле.

Частотная зависимость для поперечного МЭ коэффициента по напряжению получена в результате совместного решения уравнений электростатики, магнитостатики и эластодинамики. Рассмотрен изгибной резонанс в структуре с консольным закреплением, позволяющий поучить наиболее низкую резонансную частоту.

Получены явные выражения для МЭ коэффициента по напряжению через материальные параметры исходных компонентов (пьезоэлектрические коэффициенты, пьезомагнитные коэффициенты, упругие податливости и др.). Результаты моделирования сопоставляются с экспериментальными данными для слоистых структур со ступенчатым изменением пьезоэлектрических и магнитострикционных свойств, состоящих из ЦТС пермендюра и никеля.

В слоистой структуре ЦТС-ЦТС-пермендюр использование пьезоэлектрических слоев с противоположными направлениями поляризации позволяет увеличить МЭ эффект на 10%.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного заказа (грант № 1639).

1. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M., et al. Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites // Phys. Rev. B. 2003. V.68. P.132408 (1-4).
2. Bichurin M.I., Petrov V.M. Modeling of Magnetoelectric Effects in Composites. Springer Series in Materials Science 201, 2014. 108 p.
3. Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У. Колебания в инженерном деле / Под ред. Э.И.Григолюк. М.: Машиностроение, 1985. 472 с.

References

1. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M., Laletsin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites. Physical Review B, 2003, vol. 68, pp. 132408 (1-4).
2. Bichurin M.I., Petrov V.M. Modeling of Magnetoelectric Effects in Composites. Springer Series in Materials Science 201, 2014. 108 p.
3. Timoshenko S.P., Iang D.Kh., Uiver U.; Grigoliuk E.I., ed. Kolebaniia v inzhenernom dele [Oscillations in Engineering]. Moscow, “Mashinostroenie” Publ., 1985. 472 p.