УДК 537.622

О.В.Рябков, В.М.Петров, М.И.Бичурин, С.В.Аверкин, Г.Сринивасан*

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ С УЧЕТОМ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого
* *Оклендский университет, Рочестер, США*

In single-crystal ferrite-piezoelectric bilayer, the magnetoelectric interaction is presented by mechanical strain. We considered magnetoelectric coupling at the coincidence of electromechanical resonance and ferromagnetic resonance for the ferrite magnetized tangentially. The exchange interaction for the ferrite is also taken into account. Giant magnetoelectric coefficient is about 70 V/cm·Oe for yttrium-iron garnet — lead zirconate titanate bilayers at 5 GHz. The phenomenon is also of importance for the realization of multifunctional magnetoelectric microwave nanosensors/transdusers.

Наличие магнитоэлектрических (МЭ) свойств в слоистых феррит-пьезоэлектрических композитах обусловлено механическим взаимодействием между магнитной и электрической подсистемами. Магнитострикция феррита во внешнем магнитном поле вызывает поляризацию электрической подсистемы посредством пьезоэлектрического эффекта. В работах [1, 2] показано, что при соответствующих наборах параметров имеет место гигантский скачок МЭ коэффициента по напряжению в области магнитоакустического резонанса. В указанных работах был исследован случай композита в форме пластинки, намагниченной перпендикулярно ее плоскости. В работе [3] был исследован касательно намагниченный композит в пренебрежении обменным полем. В данной работе проводится исследование МЭ коэффициента по напряжению в двухслойной структуре, находящейся во внешнем подмагничивающем поле, ориентированном вдоль оси [100] кристалла, расположенной в плоскости пластинки, с учетом обменного взаимодействия. При этом к образцу прикладывается также малое переменное магнитное поле (рис.1). Образец ориентирован перпендикулярно оси x, т.е. внешнее поле здесь касательно к композиту. Целью работы является нахождение магнитоэлектрического коэффициента по напряжению и исследование его зависимости от частоты и величины внешнего магнитного поля.

В качестве исходных используются уравнения движения намагниченности, уравнения движения ферритовой и пьезоэлектрической фаз, а также материальные соотношения для пьезоэлектрической фазы.

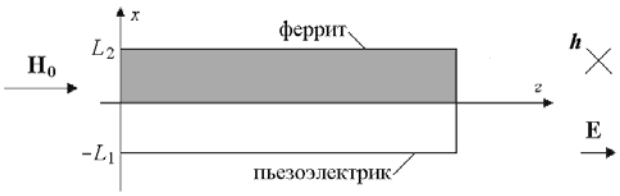

Рис.1. Ориентация образца во внешнем магнитном поле

Систему уравнений движения для магнитной фазы берем в виде [4]

$$\dot{M}_x=-\gamma\left[H_0-N_xM_s-H_aa^2\nabla^2-\frac{2B_1}{M_s}\left(\frac{\partial U_{my}}{\partial y}-\frac{\partial U_{mx}}{\partial z}\right)\right]M_y-$$
$$-\gamma B_2\left(\frac{\partial U_{mz}}{\partial y}+\frac{\partial U_{my}}{\partial z}\right)-\frac{\gamma B_2}{M_s}\left(\frac{\partial U_{mz}}{\partial y}+\frac{\partial U_{my}}{\partial z}\right)M_x+$$
$$+M_s\left(H_y-N_yM_y\right),$$
$$\dot{M}_y=\gamma\left[H_0-N_xM_s-H_aa^2\nabla^2+\frac{2B_1}{M_s}\left(\frac{\partial U_{mx}}{\partial x}-\frac{\partial U_{mz}}{\partial z}\right)\right]M_x+$$
$$+\gamma B_2\left(\frac{\partial U_{mz}}{\partial x}+\frac{\partial U_{mx}}{\partial z}\right)+\frac{\gamma B_2}{M_s}\left(\frac{\partial U_{my}}{\partial x}+\frac{\partial U_{mx}}{\partial y}\right)M_x-$$
$$-\gamma M_s(H_x-N_xM_x),$$
$$\rho_m\ddot{U}_{mx}=c_{m44}\nabla^2U_{mx}+(c_{m44}+c_{m12})\frac{\partial}{\partial x}(\nabla\cdot\boldsymbol{U}_m)+$$
$$+\frac{B_1}{M_s^2}\frac{\partial M_x^2}{\partial x}+\frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial y}\left(M_xM_y\right)+\frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial z}(M_zM_x),$$
$$\rho_m\ddot{U}_{my}=c_{m44}\nabla^2U_{my}+(c_{m44}+c_{m12})\frac{\partial}{\partial y}(\nabla\cdot\boldsymbol{U}_m)+$$
$$+\frac{B_1}{M_s^2}\frac{\partial M_y^2}{\partial y}+\frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial z}\left(M_yM_z\right)+\frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial x}\left(M_xM_y\right),$$
$$\rho_m\ddot{U}_{mz}=c_{m44}\nabla^2U_{mz}+(c_{m44}+c_{m12})\frac{\partial}{\partial z}(\nabla\cdot\boldsymbol{U}_m)+$$
$$+\frac{B_1}{M_s^2}\frac{\partial M_z^2}{\partial z}+\frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial z}(M_zM_x)+\frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial y}\left(M_yM_z\right),$$

где M_s — намагниченность насыщения, N_i — размагничивающие факторы (компоненты диагонального тензора анизотропии формы), H_a — обменное поле, a — постоянная решетки, $\boldsymbol{U}_m$ — смещение, U_{mi} — компоненты смещения, B_1 и B_2 — константы магнитоупругой связи, c_{m44} и c_{m12} — компоненты тензора модулей упругости.

Уравнение движения и материальные соотношения для пьезоэлектрической фазы имеют вид

$$\rho_p\frac{\partial^2U_{py}}{\partial t^2}=\frac{\partial T_5}{\partial x},\ \rho_p\frac{\partial^2U_{pz}}{\partial t^2}=\frac{\partial T_6}{\partial x},$$
$$D_y=e_{p15}\frac{\partial U_{py}}{\partial x}+\varepsilon_{p33}E_y,\ D_z=e_{p15}\frac{\partial U_{pz}}{\partial x}+\varepsilon_{p33}E_z,$$

где $T_{p5}=c_{p44}\frac{\partial U_{py}}{\partial x}-e_{p15}E_y$, $T_{p6}=c_{p44}\frac{\partial U_{pz}}{\partial x}-e_{p15}E_z$ — компоненты симметричного тензора напряжений, взятого в виде матрицы 1×6.

Применим условие магнитоупругой изотропии $B_1=B_2$, а также положим $U_x=0$, $M_z=M_s$ и $h_x=0$ (переменное внешнее поле берем линейно поляризованным по y). Кроме того, для выбранной ориентации пластинки $N_x=4\pi$, $N_x=0$, $N_x=0$. В соответствии с методом комплексных амплитуд производим подстановку $F(\boldsymbol{r},t)\to f(\boldsymbol{r})\cdot e^{i\omega t}$ и после сокращения на $e^{i\omega t}$ получаем

$$im_x\omega=-\gamma\left(m_yH_0-H_aa^2\frac{\partial^2m_y}{\partial x^2}+\frac{B_2}{M_s}\frac{\partial u_{my}}{\partial x}m_x\,e^{i\omega t}-M_s\,h_y\right),$$
$$im_y\omega=\gamma\left(m_xH_0-H_aa^2\frac{\partial^2m_x}{\partial x^2}+\right.\qquad(1)$$
$$\left.+\frac{B_2}{M_s}\frac{\partial u_{my}}{\partial x}m_x\,e^{i\omega t}+B_2\frac{\partial u_{mz}}{\partial x}+4\pi M_s\,h_y\right),$$
$$0=2\frac{B_2}{M_s{}^2}\frac{\partial m_x}{\partial x}e^{i\omega t},\ -\rho_m\,\omega^2u_{mz}=c_{m44}\frac{\partial^2u_{mz}}{\partial x^2}+\frac{B_2}{M_s}\frac{\partial m_x}{\partial x},$$
$$D_y=e_{p15}\frac{\partial u_{py}}{\partial x}+\varepsilon_{p33}E_y,\ \ -\rho_p\,\omega^2u_{py}=c_{p44}\frac{\partial^2u_{py}}{\partial x^2},$$
$$D_z=e_{p15}\frac{\partial u_{pz}}{\partial x}+\varepsilon_{p33}E_z,\ \ -\rho_p\,\omega^2u_{pz}=c_{p44}\frac{\partial^2u_{pz}}{\partial x^2}.$$

При выводе (1) предполагалось, что функции не зависят от y и z и $u_{mx}=0$.

Линеаризацию относительно амплитуды переменной намагниченности осуществляем простым отбрасыванием членов, содержащих множитель экспоненту, поскольку само наличие экспоненты после сокращения говорит о втором порядке малости члена. В результате линеаризации y-компонента смещения пропадает из уравнений, описывающих ферритовую подсистему. Это означает, что в рассматриваемом случае указанная составляющая смещения не участвует в МЭ эффекте.

С учетом всего вышесказанного вместо (1) получаем

$$i\widetilde{m}_x\omega = -\gamma\left(H_0\widetilde{m}_y - H_a a^2\frac{\partial^2\widetilde{m}_y}{\partial x^2}\right),$$

$$i\widetilde{m}_y\omega = \gamma\left((H_0+4\pi M_s)\widetilde{m}_x - H_a a^2\frac{\partial^2\widetilde{m}_x}{\partial x^2} + B_2\frac{\partial u_{mz}}{\partial x}\right),$$

$$-\rho_m\omega^2 u_{mz} = c_{m44}\frac{\partial^2 u_{mz}}{\partial x^2} + \frac{B_2}{M_s}\frac{\partial\widetilde{m}_x}{\partial x}, \qquad (2)$$

$$D_z = e_{p15}\frac{\partial u_{pz}}{\partial x} + \varepsilon_{p33}E_z,$$

$$-\rho_p\omega^2 u_{pz} = c_{p44}\frac{\partial^2 u_{pz}}{\partial x^2},$$

где

$$\widetilde{m}_x = m_x - i\frac{\omega\gamma}{(H_0+4\pi M_s)\gamma^2 H_0 - \omega^2}M_s h_y,$$

$$\widetilde{m}_y = m_y - \frac{(H_0+4\pi M_s)\gamma^2}{(H_0+4\pi M_s)\gamma^2 H_0 - \omega^2}M_s h_y. \qquad (3)$$

Решая отдельно два последних уравнения системы (2), получим выражение для электрической индукции:

$$D_z = C_1\sin k_p x + C_2\cos k_p x + \varepsilon_{p33}E_z,$$

$$k_p = \omega\sqrt{\frac{\rho_p}{c_{p44}}}.$$

Над оставшимися тремя уравнениями системы (2) произведем прямое преобразование Лапласа [5]. Алгебраическая система уравнений относительно изображений имеет вид

$$\frac{\omega}{\gamma}X(\kappa) + \left(H_0 - b\kappa^2\right)Y(\kappa) = -b(A_{Y1} + A_{Y0}\kappa),$$

$$\left(H_M - b\kappa^2\right)X(\kappa) + \frac{\omega}{\gamma}Y(\kappa) + B_2\kappa U(\kappa) = $$
$$= -b(A_{X1} + A_{X0}\kappa) + B_2 A_{U0}, \quad (4)$$

$$\frac{B_2\kappa}{M_s}X(\kappa) + \left(c_{m44}\kappa^2 + \rho_m\omega^2\right)U(\kappa) = $$
$$= c_{m44}(A_{U1} + A_{U0}\kappa) + \frac{B_2}{M_s}A_{X0},$$

где

$$H_M = H_0 + 4\pi M_s, \qquad (5)$$

а $X(\kappa), Y(\kappa), U(\kappa)$ — изображения функций $\widetilde{m}_x(x)$, $-i\widetilde{m}_y(x), u_{mz}(x)$. Постоянные A представляют собой значения оригиналов и их производных первого порядка при $x = 0$.

Решение (4) дает для изображений рациональные выражения вида

$$\frac{P_0^{X,Y,U} + P_1^{X,Y,U}\kappa + b\left(P_2^{X,Y,U}\kappa^2 + \ldots + P_5^{X,Y,U}\kappa^5\right)}{b\left(bQ_6\kappa^6 + Q_4\kappa^4\right) + Q_2\kappa^2 + Q_0},$$

где P и Q являются выражениями, зависящими от коэффициентов уравнений (4), причем Q будут одними и теми же для всех трех изображений.

Оригинал выражения (5) имеет вид

$$\frac{1}{2}\sum_{\xi}\frac{P_0 + P_1\xi + b\left(P_2\xi^2 + P_3\xi^3 + P_4\xi^4 + P_5\xi^5\right)}{b\left(3Q_6\xi^5 + 2Q_4\xi^3\right) + Q_2\xi}e^{\xi x} \equiv$$
$$\equiv \sum_{\xi}C_\xi e^{\xi x}, \quad (6)$$

где суммирование ведется по всем корням ξ квадратного уравнения относительно κ

$$b\left(bQ_6\kappa^6 + Q_4\kappa^4\right) + Q_2\kappa^2 + Q_0 = 0, \qquad (7)$$

а верхние индексы коэффициентов P опущены для сокращения записи. Иными словами, искомые функции представляют собой суперпозиции волн, волновые числа которых получаются из (7). Введем обозначение $b = H_a a^2$. Тогда уравнение принимает вид

$$b^2 c_{m44}\kappa^6 + \left(b^2\rho_m\omega^2 + \frac{B_2^{\,2}}{M_s} - bc_{m44}(H_0 + H_M)\right)\kappa^4 +$$
$$+\left(c_{m44}\left(H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) - \frac{B^2 H_0}{M_s} - b(H_0 + H_M)\rho_m\omega^2\right)\kappa^2 +$$
$$+\rho_m\omega^2\left(H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) = 0.$$

Параметр $b = H_a a^2$ характеризует обменное взаимодействие. Входящая в него постоянная решетки мала по сравнению с длиной волны. После линеаризации по b получаем:

$$\left(\frac{B_2^{\,2}}{M_s} - bc_{m44}(H_0 + H_M)\right)\kappa^4 +$$
$$+\left(c_{m44}\left(H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) - \frac{B_2^{\,2} H_0}{M_s} - b(H_0 + H_M)\rho_m\omega^2\right)\kappa^2 +$$
$$+\rho_m\omega^2\left(H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) = 0. \quad (8)$$

Решение биквадратного уравнения (8) дает две пары решений $\pm\xi_{m1}$, $\pm\xi_{m2}$. Можно показать, что одно из чисел ξ_m будет действительным, что означает отсутствие распространения волны (см. (6)). Обозначая второе число через ik_m, запишем выражение для смещения ферритовой фазы:

$$u_{mz} = C_3\sin k_m x + C_4\cos k_m x. \qquad (9)$$

Выражения для m_x и m_y легко получить подстановкой (9) в (2) с учетом (3):

$$m_x = \frac{M_s}{B_2}\left(\frac{\rho_m\omega^2}{k_m^{\,2}} - c_{m44}\right)(C_3\cos k_m x - C_4\sin k_m x) +$$
$$+ i\frac{\frac{\omega}{\gamma}M_s}{H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}}h_y,$$

$$m_y = -i\frac{\gamma M_s k_m}{B_2\omega}\left(\left(\frac{\rho_m\omega^2}{k_m^{\,2}} - c_{m44}\right)\left(H_M + bk_m^{\,2}\right) + \frac{B_2}{M_s}\right)\times$$

$$\times(C_3\cos k_m x - C_4\sin k_m x) + \frac{H_M M_s}{H_0 H_M - \dfrac{\omega^2}{\gamma^2}} h_y.$$

в нормально намагниченной пластинке [1] в случае касательно намагниченного образца резонанс наблюдается при меньшем значении подмагничивающего поля, что связано с отсутствием эффекта размагничивания в плоскости образца.

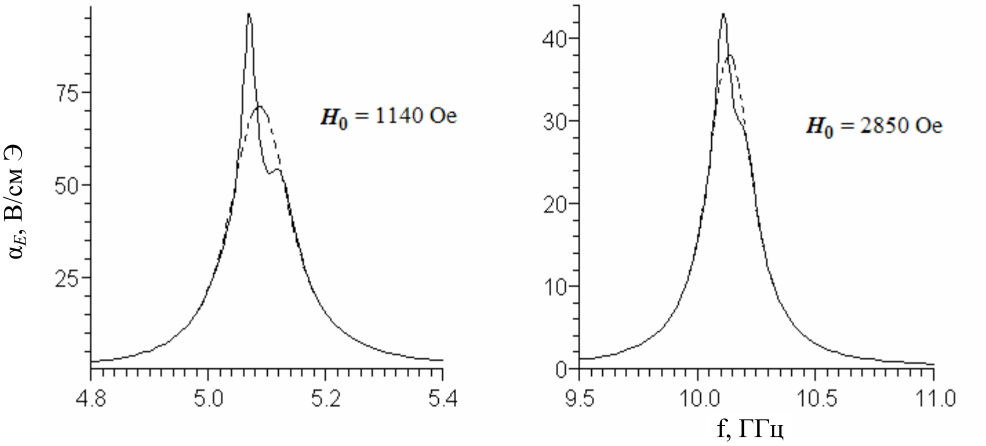

Рис.2. Зависимость МЭ коэффициента по напряжению от частоты. Пунктирная линия соответствует случаю нулевого обменного поля

Значения постоянных интегрирования найдем подстановкой решений в граничные условия. В нашей задаче они имеют вид

$$u_{mz}(0) = u_{pz}(0),\ T_{m6}(0) = T_{p6}(0),$$
$$T_{p6}(-L_1) = 0,\ T_{m6}(L_2) = 0,$$

где L_1 и L_2 — толщины пьезоэлектрической и ферритовой фаз соответственно, $T_{m6} = c_{m44}\dfrac{\partial u_{mz}}{\partial x} - \dfrac{B_2}{M_s} m_x$ — компонента тензора напряжений ферритовой фазы.

Индуцированное в пьезоэлектрической компоненте электрическое поле E_z определяется из условия равенства нулю потока электрической индукции через боковую поверхность образца:

$$\int_{-L_1}^{0} D_z\,dx = 0. \quad (10)$$

Решая (10) относительно E_z, для МЭ коэффициента по напряжению $\alpha_E = \dfrac{E_z}{h_y}$ получим:

$$\alpha_E = 4\pi i\,\omega\,\gamma\, e_{p15} c_{p44} k_p k_m B_2 \times$$
$$\times\left(1-\cos k_p L_1\right)\left(\cos k_m L_2 - 1\right)/$$
$$/\left[\varepsilon_{p33} c_{p44} k_p L_1 \left(\rho_m \omega^2 \sin k_m L_2 \cos k_p L_1 + \right.\right.$$
$$\left. + c_{p44} k_p k_m \sin k_m L_2 \cos k_p L_2\right) +$$
$$+ 4\pi e_{p15}^2 \left(\rho_m \omega^2 \sin k_p L_1 \cos k_m L_2 + \right.$$
$$\left. + 2c_{p44} k_p k_m \left(1-\cos k_p L_1\right)\cos k_m L_2\right)\times$$
$$\left.\times\left(\omega^2 - \gamma^2 (H_0 + 4\pi M_s) H_0\right)\right]. \quad (11)$$

На рис.2 приведена зависимость $|\alpha_E|$ от частоты $f = \omega/2\pi$ для двухслойной структуры железо-иттриевый гранат — цирконат-титанат свинца. Толщины пьезоэлектрической и ферритовой фаз равны соответственно 100 и 195 нм. Потери в образце учтены подстановкой в (11) комплексной частоты $\Omega = \omega + i\omega_1$, где ω_1 – параметр потерь.

В отличие от магнитоакустического резонанса в нормально намагниченной пластинке [1] в случае касательно намагниченного образца резонанс наблюдается при меньшем значении подмагничивающего поля, что связано с отсутствием эффекта размагничивания в плоскости образца.

Толщина слоя феррита (195 нм), соответствующая максимальному значению МЭ эффекта, меньше, чем для случая нормальной намагниченности образца (214 нм). Это связано с зависимостью эффективной жесткости феррита от величины и направления подмагничивающего поля.

Включение в рассмотрение малого обменного эффекта привело к появлению асимметрии формы резонансной линии. После достижения максимума наблюдается резкое уменьшение величины МЭ коэффициента. Величина максимума и значение резонансной частоты остаются практически без изменений.

Таким образом, в данной работе получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению в области наложения частот электромеханического и магнитного резонансов. Приведена частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры ЖИГ — ЦТС. В области магнитоакустического резонанса при совпадении частот электромеханического резонанса и однородной прецессии намагниченности ферритовой фазы обнаружено существенное увеличение МЭ коэффициента по напряжению. В случае касательно намагниченного образца резонанс наблюдается при меньшем значении подмагничивающего поля. При учете обменного поля форма резонансного пика существенно меняется.

Расчетное значение МЭ коэффициента по напряжению позволяет рекомендовать слоистые композиционные материалы на основе монокристаллических ферритов и пьезоэлектриков для использования в радиокомпонентах, работа которых основана на генерации магнитоупругих волн или на управлении параметрами магнитного резонанса с помощью электрического поля.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 06-08-00896-а, 06-02-08071-офи, 05-02-39002-ГФЕН_а.

1. Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V. et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 060408(R) (1-4).
2. Рябков О.В. // 11-я Всерос. науч. конф. студентов-физиков и молодых ученых: Тез. докл. Екатеринбург:

Изд-во АСФ России, 2005. С.283-284.
3. Физическая акустика. Т.III, ч.Б. Динамика решетки / Под ред. У.Мэзона. М.: Мир, 1968. 392 с.
4. Бичурин М.И., Петров В.М., Рябков О.В. и др. // Фундаментальные исследования. 2005. № 3. С.27-29.
5. Тихонов А.Н., Васильева А.Б., Свешников А.Г. Дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1998. 232 с.