УДК 537.622
DOI: https://doi.org/10.34680/2076-8052.2020.5(121).34-38

МИКРОВОЛНОВЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРЕ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВЫЙ ГРАНАТ — БИМОРФНЫЙ ЦИРКОНАТ-ТИТАНАТ СВИНЦА

В.М.Петров, А.Ф.Саплев

MICROWAVE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN LAYERED STRUCTURE OF ITTRIUM IRON GARNET AND LEAD ZIRCONATE/LEAD TITANATE BIMORPH

V.M.Petrov, A.F.Saplev

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, vladimir.petrov@novsu.ru

Обсуждается магнитоэлектрический (МЭ) эффект в слоистой структуре на основе феррита и двух биморфных пьезоэлектриков. Предложенная теоретическая модель предсказывает гигантский МЭ эффект в области наложения частот ферромагнитного резонанса в ферритовой фазе и высших гармоник электромеханического резонанса. Известно, что в таких структурах МЭ взаимодействие является результатом механических деформаций. Использование двух биморфных пьезоэлектрических слоев приводит к возбуждению гармонических мод высших порядков, которые подавляются в двухслойных структурах феррит-пьезоэлектрик. МЭ коэффициент по напряжению 72 В / (см · Э) получен на частоте 10 ГГц для пятой резонансной моды в слоистой структуре на основе железо-иттриевого граната и двух биморфных пьезоэлектрических слоев цирконата-титаната свинца. Это явление может быть использовано для реализации СВЧ устройств на основе МЭ взаимодействия.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, магнитоакустический резонанс, слоистая структура, биморфный пьезоэлектрик

Для цитирования: Петров В.М., Саплев А.Ф. Микроволновый магнитоэлектрический эффект в структуре железо-иттриевый гранат — биморфный цирконат-титанат свинца // Вестник НовГУ. Сер.: Технические науки. 2020. №5(121). С.34-38. DOI: https://doi.org/10.34680/2076-8052.2020.5(121).34-38.

The article discusses the magnetoelectric (ME) effect in a layered structure of ferrite and two piezoelectric bimorphs. Proposed theoretical model predicts a giant microwave ME coupling at the coincidence of ferromagnetic resonance for the ferrite and high-order harmonics of electromechanical resonance. In such structures, ME interaction is known to be a result of mechanical strains. Using two piezoelectric bimorphs results in the excitation of high-order harmonic modes that are suppressed in ferrite-piezoelectric bilayers. ME coefficient of 72 V/(cm·Oe) at 10 GHz is predicted for the fifth resonance mode in the laminate of yttrium-iron garnet and two PZT bimorphs. The phenomenon can be used for the realization of ME interaction based microwave devices.

Keywords: magnetoelectric effect, magnetoacoustic resonance, layered structure, piezoelectric bimorph

For citation: Petrov V.M., Saplev A.F. Microwave magnetoelectric effect in layered structure of ittrium iron garnet and lead zirconate/lead titanate bimorph // Vestnik NovSU. Issue: Engineering Sciences. 2020. №5(121). P.34-38. DOI: https://doi.org/10.34680/2076-8052.2020.5(121).34-38.

Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре наблюдается благодаря связи магнитных и электрических характеристик образца через упругие деформации. Внешнее магнитное поле приводит к возникновению упругих деформаций в магнитной компоненте вследствие магнитострикции, которые вызывают поляризацию электрической компоненты посредством пьезоэлектрического эффекта. В области электромеханического резонанса (ЭМР) наблюдается значительное увеличение МЭ эффекта.

В области наложения частот ЭМР и ферромагнитного резонанса (ФМР) для магнитной компоненты наблюдается дальнейшее усиление МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре. Слоистые структуры на основе монокристаллического феррита имеют особое значение, поскольку магнитный порядок в таких материалах позволяет наблюдать эффекты, связанные с магнитоупругими взаимодействиями. Теоретические оценки предсказывают эффективный обмен энергией между фононами и спиновыми волнами в области магнитоакустического резонанса. Расчеты приводят к гигантским значениям МЭ коэффициента по напряжению порядка 80-480 В/(см Э) для двухслойных структур феррит никеля — цирконат-титанат свинца (ЦТС) и железо-иттриевый гранат (ЖИГ) — ЦТС [1-3]. Это явление также важно для моделирования многофункциональных МЭ сенсоров и датчиков СВЧ диапазона. Использование биморфного пьезоэлемента в качестве пьезоэлектрической фазы феррит-пьезоэлектрической структуры позволяет получить наложение частот магнитного резонанса и высших мод ЭМР, которые подавляются в двухслойных структурах [4].

В данной работе мы рассматриваем МЭ взаимодействие в слоистой структуре, образованной ферритовым слоем и двумя биморфными пьезоэлементами. Предполагается, что ферритовый компонент намагничен до насыщения, чтобы поддерживать низкие акустические и магнитные потери. Биморфные пьезоэлектрические элементы преобразуют механическую энергию, приложенную к биморфу, в электрическую энергию. Таким образом, преобразователи на основе биморфных пьезоэлементов можно использовать для преобразования динамических деформаций в электрические сигналы и значительного увеличения коэффициента МЭ по напряжению для определенных типов колебаний. Благодаря высоким значениям пьезоэлектрических модулей, керамика ЦТС сегодня широко используется, не смотря на то, что эти материалы имеют низкую температуру Кюри, узкий температурный диапазон, а пьезоэлектрический модуль зависит от напряженности электрического поля и температуры, а также имеет сильный эффект старения. Предполагается, что переменное внешнее магнитное поле линейно поляризовано в плоскости образца.

1. Магнитоэлектрический эффект в области магнитоакустического резонанса

Поскольку МЭ эффект определяется взаимодействием между магнитострикционной фазой и пьезоэлектрической фазой через упругие деформации, следует ожидать усиления этого эффекта в области электромеханического резонанса. В настоящее время детально изучен МЭ эффект композиционных материалов в области продольных, изгибных и сдвиговых мод. В области ФМР можно получить сдвиг и уширение линий магнитного резонанса в приложенном постоянном электрическом поле. Наложение электромеханического и магнитного резонансов приводит к дальнейшему усилению МЭ эффекта [1-3]. Использование биморфного пьезоэлемента в качестве пьезоэлектрической фазы феррит-пьезоэлектрической структуры позволяет получить наложение частот магнитного резонанса и высших мод ЭМР [4].

Рассмотрим слоистую структуру, состоящую из слоя монокристаллического феррита и двух биморфных пьезоэлектрических преобразователей. Для моделирования МЭ эффекта в области магнитоакустического резонанса необходимо решить уравнение движения намагниченности, уравнения движения среды для феррита и четырех пьезоэлектрических слоев с учетом материальных соотношений и уравнений упругости.

Уравнение движения среды для ферритной фазы имеет следующий вид:

$$\rho_m \partial^2({}^m u_1)/\partial t^2 =$$
$$= \partial^2({}^m W)/(\partial x \partial {}^m S_1) + +\partial^2({}^m W)/(\partial y \partial {}^m S_6) + \partial^2({}^m W)/(\partial z \partial {}^m S_5).$$

Предположим, что плотность свободной энергии ферритной фазы ${}^m W$ включает магнитостатическую энергию, энергию магнитной анизотропии и магнитоупругую энергию.

Тогда уравнение движения намагниченности для слоя феррита можно записать следующим образом:

$$\partial M/\partial t = -\gamma[M, H_{eff}],$$

Эффективное магнитное поле является производной плотности свободной энергии по намагниченности: $H_{eff} = -\partial({}^m W)/\partial M$.

Для решения вышеуказанных уравнений используются стандартные граничные условия. В соответствии с этими условиями учитывалась непрерывность составляющих деформации и напряжения на границах раздела. Из-за неудобств окончательное представление коэффициента напряжения МЕ здесь не приводится.

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

Уравнения движения для магнитной фазы запишем в виде [4]

$$\dot{M}_x = -\gamma\left[H_0 - N_x M_s - H_a a^2\nabla^2 - \frac{2B_1}{M_s}\left(\frac{\partial}{\partial y}{}^m U_y - \frac{\partial}{\partial z}{}^m U_z\right)\right]\times$$
$$\times M_y - \gamma B_2\left(\frac{\partial}{\partial y}{}^m U_z + \frac{\partial}{\partial z}{}^m U_y\right) - \gamma\frac{B_2}{M_s}\left(\frac{\partial}{\partial y}{}^m U_z + \frac{\partial}{\partial z}{}^m U_y\right)\times$$
$$\times M_x + M_s\left(H_y - N_y M_y\right),$$

$$\dot{M}_y = \gamma\left[H_0 - N_x M_s - H_a a^2\nabla^2 + \frac{2B_1}{M_s}\left(\frac{\partial}{\partial x}{}^m U_x - \frac{\partial}{\partial z}{}^m U_z\right)\right]\times$$
$$\times M_x + \gamma B_2\left(\frac{\partial}{\partial x}{}^m U_z + \frac{\partial}{\partial z}{}^m U_x\right) + \gamma\frac{B_2}{M_s}\left(\frac{\partial}{\partial x}{}^m U_y + \frac{\partial}{\partial y}{}^m U_x\right)\times$$
$$\times M_x - \gamma M_s(H_x - N_x M_x),$$

$${}^m\rho{}^m\ddot{U}_x = {}^m c_{44}\nabla^2\,{}^m U_x + \left({}^m c_{44} + {}^m c_{12}\right)\frac{\partial}{\partial x}\left(\nabla\cdot{}^m U\right) +$$
$$+\frac{B_1}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial x}M_x^2 + \frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial y}(M_x M_y) + \frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial z}(M_z M_x),$$

$${}^m\rho{}^m\ddot{U}_y = {}^m c_{44}\nabla^2\,{}^m U_y + \left({}^m c_{44} + {}^m c_{12}\right)\frac{\partial}{\partial y}\left(\nabla\cdot{}^m U\right) +$$
$$+\frac{B_1}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial y}M_y^2 + \frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial z}(M_y M_z) + \frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial x}(M_x M_y),$$

$${}^m\rho{}^m\ddot{U}_z = {}^m c_{44}\nabla^2\,{}^m U_z + \left({}^m c_{44} + {}^m c_{12}\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\nabla\cdot{}^m U\right) +$$
$$+\frac{B_1}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial z}M_z^2 + \frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial x}(M_z M_x) + \frac{B_2}{M_s^2}\frac{\partial}{\partial y}(M_y M_z),$$

где M_s — намагниченность насыщения, N_i — размагничивающие факторы (компоненты диагонального тензора анизотропии формы), H_a — обменное поле, a — постоянная решетки, ${}^m U$ — смещение, ${}^m U_i$ — компоненты смещения, B_1 и B_2 — константы магнитоупругой связи, ${}^m c_{44}$ и ${}^m c_{12}$ — компоненты тензора модулей упругости.

Уравнение движения и материальные соотношения для каждого слоя пьезоэлектрической фазы ($j = 1,\ldots,4$) имеют вид

$$\rho_p\frac{\partial^2\,{}^p U_{jy}}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{j5}}{\partial x},$$

$$\rho_p\frac{\partial^2\,{}^p U_{jz}}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{j6}}{\partial x},$$

$$D_{jy} = {}^p e_{15}\frac{\partial^p U_{jy}}{\partial x} + {}^p\varepsilon_{33}E_y,$$

$$D_{jz} = {}^p e_{15}\frac{\partial^p U_{jz}}{\partial x} + {}^p\varepsilon_{33}E_z,$$

где ${}^p T_{j5} = {}^p c_{44}\frac{\partial^p U_{jy}}{\partial x} + {}^p\varepsilon_{15}E_y$, ${}^p T_{j6} = {}^p c_{44}\frac{\partial^p U_{jz}}{\partial x} + {}^p\varepsilon_{15}E_z$ — компоненты тензора напряжений, представленного в виде матрицы 1×6.

Применим условие магнитоупругой изотропии $B_1 = B_2$, $U_x = 0$, $M_z = M_s$ 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 $F(r,t)\rightarrow f(r)*e^{i\omega t}$ и после сокращения на $e^{i\omega t}$ получаем

$$im_x\omega=-\gamma\left(m_yH_0-H_aa^2\frac{\partial^2m_y}{\partial x^2}+\frac{B_2\partial^m u_y}{M_s\partial x}m_xe^{i\omega t}-M_sh_y\right),$$

$$im_x\omega=-\gamma\times$$

$$\times\left(m_yH_0-H_aa^2\frac{\partial^2m_x}{\partial x^2}+\frac{B_2\partial^m u_y}{M_s\partial x}m_xe^{i\omega t}+B_2\frac{\partial^m u_z}{\partial x}+4\pi M_sh_y\right), \quad (1)$$

$$0=2\frac{B_2\partial m_x}{M_s^2\partial x}e^{i\omega t},\ -^m\rho\omega^{2\,m}u_z={}^m c_{44}\frac{\partial^{2\,m}u_z}{\partial x^2}+\frac{B_2\partial m_x}{M_s\partial x},$$

$$D_y={}^pe_{15}\frac{\partial^p u_y}{\partial x}+{}^p\varepsilon_{33}E_y,\ -^m\rho\omega^{2\,p}u_y={}^p c_{44}\frac{\partial^{2\,p}u_y}{\partial x^2},$$

$$D_z={}^pe_{15}\frac{\partial^p u_z}{\partial x}+{}^p\varepsilon_{33}E_z,\ -^m\rho\omega^{2\,p}u_z={}^p c_{44}\frac{\partial^{2\,p}u_z}{\partial x^2}.$$

При выводе (1) предполагалось, что ${}^m u_x = 0$.

Линеаризацию относительно амплитуды переменной намагниченности осуществляем отбрасыванием членов, содержащих экспоненту в качестве множителя, поскольку удерживание таких слагаемых ведет к величинам второго порядка малости. В результате линеаризации y-компонента смещения не фигурирует в уравнениях, описывающих ферритовую подсистему. Это означает, что в рассматриваемом случае указанная составляющая смещения не участвует в описании МЭ эффекта.

С учетом всего вышесказанного (1) преобразуется к виду

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

$$i\tilde{m}_y\omega=-\gamma\left((H_0+4\pi M_s)\tilde{m}_x-H_aa^2\frac{\partial^2\tilde{m}_x}{\partial x^2}+\frac{B_2\partial^m u_z}{\partial x}\right),$$

$$-^m\rho\omega^{2\,m}u_z={}^m c_{44}\frac{\partial^{2\,m}u_z}{\partial x^2}+\frac{B_2\partial\tilde{m}_x}{M_s\partial x}, \quad (2)$$

$$D_{jz}={}^pe_{15}\frac{\partial^p u_{jz}}{\partial x}+{}^p\varepsilon_{33}E_z,\ -^m\rho\omega^{2\,p}u_{jz}={}^p c_{44}\frac{\partial^{2\,p}u_{jz}}{\partial x^2},$$

где

$$\tilde{m}_x=m_x-i\frac{\omega\gamma M_sh_y}{(H_0+4\pi M_s)\gamma^2H_0-\omega^2},$$
$$\tilde{m}_y=m_y-i\frac{(H_0+4\pi M_s)\gamma^2M_sh_y}{(H_0+4\pi M_s)\gamma^2H_0-\omega^2}. \quad (3)$$

Решая отдельно два последних уравнения системы (2), получим выражение для электрической индукции в каждом пьезоэлектрическом слое ($j = 1,\ldots,4$):

$$D_{jz}=-C_{j1}\sin{}^pkx+C_{j2}\cos{}^pkx+{}^p\varepsilon_{33}E_z,$$

где C_{j1}, C_{j2} — постоянные интегрирования, ${}^pk$ — волновое число, задаваемое соотношением

$${}^pk=\omega\sqrt{\frac{{}^p\rho}{{}^pc_{44}}}.$$

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

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

$$\left(H_m-bk^2\right)X(k)+\frac{\omega}{\gamma}Y(k)+B_2kU(k)=$$
$$=-b(A_{X1}+A_{X0}k)+B_2A_{U0}, \quad (4)$$

$$\frac{B_2k}{M_s}X(k)+({}^mc_{44}k^2+{}^m\rho\omega^2)U(k)=$$
$$={}^mc_{44}(A_{U1}+A_{U0}k)+B_2A_{X0},$$

где

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

а $X(k)$, $Y(k)$, $U(k)$ — изображения функций $\tilde{m}_x$, $i\tilde{m}_x$, ${}^mu_z(x)$. Постоянные A представляют собой значения оригиналов и их производных первого порядка при $x = 0$.

Решение (4) дает для изображений рациональные выражения вида

$$\frac{P_0^{X,Y,U}+P_1^{X,Y,U}k+b\left(P_2^{X,Y,U}k^2+\cdots+P_5^{X,Y,U}k^5\right)}{b(bQ_6k^6+Q_4k^4)+Q_2k^2+Q_0},$$

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

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

где суммирование ведется по всем корням ξ квадратного уравнения относительно к

$$b(bQ_6k^6+Q_4k^4)+Q_2k^2+Q_0=0, \quad (7)$$

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 $b = H_aa^2$. Тогда уравнение принимает вид

$$b^{2\,m}c_{44}k^6+\left(b^{2\,m}\rho\omega^2+\frac{B_2^2}{M_s}-b^mc_{44}(H_0+H_M)\right)k^4+$$
$$+\left({}^mc_{44}\left(H_0H_M-\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)-\frac{B^2H_0}{M_s}-b(H_0+H_M)^m\rho\omega^2\right)k^2+$$
$$+{}^m\rho\omega^2\left(H_0H_M-\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)=0.$$

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

$$\left(\frac{B_2^2}{M_s}-b^mc_{44}(H_0+H_M)\right)k^4+$$
$$+\left({}^mc_{44}\left(H_0H_M-\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)-\frac{B^2H_0}{M_s}-b(H_0+H_M)^m\rho\omega^2\right)k^2+$$
$$+{}^m\rho\omega^2\left(H_0H_M-\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)=0. \quad (8)$$

Решение биквадратного уравнения (8) приводит к двум парам решений $\pm{}^{m}\xi_1$, $\pm{}^{m}\xi_2$. При этом одно из чисел ${}^{m}\xi$ будет действительным, что означает отсутствие распространения волны. Обозначая второе число через ${}^{m}k$, запишем выражение для смещения ферритовой фазы:

$$ {}^{m}u_z = C_3 \sin {}^{m}kx + C_4 \cos {}^{m}kx. \qquad (9)$$

Подстановка (9) в (2) с учетом (3) приводит к выражению:

$$m_x = \frac{M_s}{B_2}\left(\frac{{}^{m}\rho\omega^2}{{}^{m}k^2} - {}^{m}c_{44}\right)\left(C_3 \cos {}^{m}kx - C_4 \sin {}^{m}kx\right) + \frac{i\frac{\omega}{\gamma}M_s h_y}{H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}},$$

$$m_y = -i\frac{\gamma M_s {}^{m}k}{B_2\omega}\left(\left(\frac{{}^{m}\rho\omega^2}{{}^{m}k^2} - {}^{m}c_{44}\right)\left(H_M - b\,{}^{m}k^2\right) + \frac{B_2}{M_s}\right)\times$$

$$\times\left(C_3 \cos {}^{m}kx - C_4 \sin {}^{m}kx\right) + \frac{i\frac{\omega}{\gamma}M_s h_y}{H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}}.$$

Значения постоянных интегрирования найдем подстановкой решений в граничные условия, которые заключаются в непрерывности компонент смещений и механических напряжений на границах раздела слоев структуры, а также равенстве нулю механических напряжений на свободных границах.

Индуцированное в пьезоэлектрической компоненте электрическое поле определяется из условия равенства нулю потока электрической индукции через боковую поверхность образца. Отсюда можно найти МЭ коэффициент по напряжению $\alpha_E = \frac{E_z}{h_y}$.

2. Результаты моделирования магнитоэлектрического эффекта

Далее применим разработанную теоретическую модель МЭ эффекта в области наложения электромеханического и магнитного резонансов на примере слоистой структуры железо-иттриевый гранат — 2 биморфных пьезоэлемента из цирконата-титаната свинца и сравним МЭ эффект в указанном образце с МЭ эффектом в традиционной двухслойной структуре ЖИГ — ЦТС. На рис.1 приведена зависимость МЭ коэффициента по напряжению от частоты для структуры с толщинами пьезоэлектрической и ферритовой фаз соответственно 0,4 мкм и 0,13 мкм. Постоянное магнитное поле H_0 для каждой гармоники выбирается равным резонансному значению, т.е. образец находится в условиях магнитного резонанса на частотах каждой гармоники.

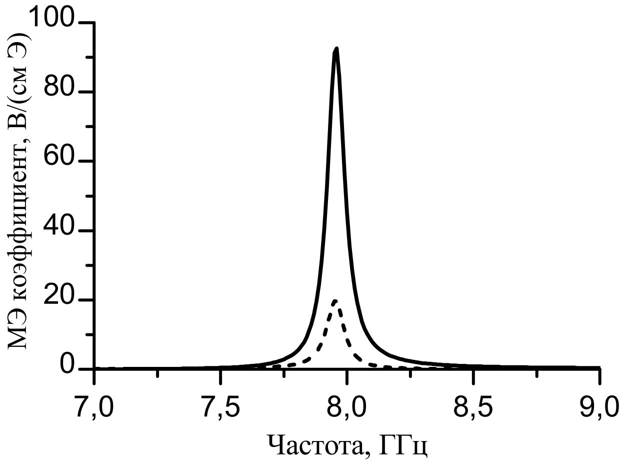

Рис.1. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для четвертой гармоники для слоистой структуры ЖИГ — 2 биморфных пьезоэлемента из ЦТС (сплошная линия) и двухслойной структуры ЖИГ — ЦТС (пунктирная линия)

Как следует из рис.1, для двухслойной структуры ЖИГ – ЦТС наблюдается слабый МЭ эффект для четвертой гармоники. Однако с точки зрения практического использования представляет интерес наблюдение МЭ эффекта в области наложения электромеханического и магнитного резонансов на частотах выше 3 ГГц. Значительное увеличение МЭ коэффициента на этих частотах возможно при использовании структуры железо-иттриевый гранат — биморфный цирконат-титанат свинца. На рис.2 приведена зависимость МЭ коэффициента по напряжению от частоты для пятой гармоники для структуры с толщинами пьезоэлектрической и ферритовой фаз соответственно 0,4 мкм и 0,13 мкм.

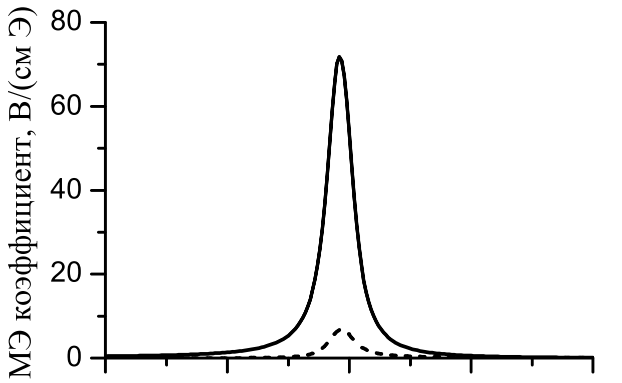

Рис.2. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для пятой гармоники для слоистой структуры ЖИГ — 2 биморфных пьезоэлемента из ЦТС (сплошная линия) и двухслойной структуры ЖИГ — ЦТС (пунктирная линия)

Из графика на рис.2 видно, что для слоистой структуры на основе ЖИГ и двух биморфных пьезоэлементов ЦТС имеет место значительное увеличение МЭ коэффициента для 5 гармоники, при этом получен гигантский МЭ коэффициент по напряжению, равный 72 В/(см Э) на частоте 10 ГГц.

Заключение

Предложена теоретическая модель МЭ эффекта в слоистых структурах феррит – составной биморфный пьезоэлемент при совпадении частот электромеханического резонанса для электрической подсистемы и ферромагнитного резонанса для феррита. Показано, что использование биморфных пьезоэлементов позволяет наблюдать гармонические моды высших порядков, которые подавляются в феррит-пьезоэлектрических двухслойных структурах. Для слоистой структуры на основе железо-иттриевог граната и двух биморфных пьезопреобразователей из цирконата-титаната свинца получено значение МЭ коэффициента по напряжению 72 В/(см Э) на частоте 10 ГГц для пятой резонансной моды. Исследуемое явление может быть использован при изучении гигантского МЭ эффекта в области наложения частот магнитного резонанса и высших типов механических колебаний образца, а также СВЧ устройств на основе МЭ эффекта.

1. Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V. et al. Theory of magnetoelectric effects at magnetoacoustic resonance in single-crystal ferromagneticferroelectric heterostructures // 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. Магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических композитах в области магнитоакустического резонанса // Фундаментальные исследования. 2005. №3. С.27-29.
5. Петров В.М., Саплев А.Ф. Магнитоакустический резонанс в слоистой структуре ферритбиморфный пьезоэлемент// Мат. междунар. науч.-практ. конф. «Мультиферроики: получение, свойства, применение». Витебск, Беларусь, 2019. С.88-90.
6. Тихонов А.Н., Васильева А.Б., Свешников А.Г. Дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1998. 232 с.

References

1. Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V. Phys. Rev. B., 2005 vol. 72, p. 060408(R) (1-4).
2. Riabkov O.V. 11-ia Vseros. nauch. konf. studentov-fizikov i molodykh uchenykh: Tez. dokl. [11th All-Russian. scientific conf. physics students and young scientists: Abstracts]. Yekaterinburg, ASF Rossii Publ., 2005, pp.283-284.
3. Physical Acoustics. Vol. 3, Part B. Lattice Dynamics / ed. by W.P.Mason. New York, 1965, 336 p. (Rus.edition: Fizicheskaia akustika. T.III. Ch.B. Dinamika reshetki / Pod red. U.Mezona. Moscow, Mir Publ., 1968. 392 p.).
4. . Bichurin M.I., Petrov V.M., Riabkov O.V. et al. Magnitoelektricheskii effekt v ferrit-p'ezoelektricheskikh kompozitakh v oblasti magnitoakusticheskogo rezonansa [Magnetoelectric effect in ferrite-piezoelectric composites in magnetoacoustic resonance]. Fundamental'nye issledovaniia, 2005, no.3, pp. 27-29.
5. Petrov V.M., Saplev A.F. Magnitoakusticheskiy rezonans v sloistoy strukture ferrit-bimorfnyy p''ezoelement [Magneto-acoustic resonance in layered structure of ferrite and piezoelectric bimorph element]. Materialy mezhdunarodnoy nauchno-prakticheskoy konferentsii ‘Mul'tiferroiki: poluchenie, svoystva, primenenie’, Vitebsk, Belarus', 2019, pp.88-90.
6. Tikhonov A.N., Vasil'eva A.B., Sveshnikov A.G. Differentsial'nye uravneniya [Differential equations]. Moscow, Nauka Publ., 1998. 232 p.