

05,06

Инверсный магнитоэлектрический эффект в дискообразных образцах из феррит-пьезоэлектрических композитов

© Д.А. Филиппов¹, Т.А. Галкина¹, В.М. Лалетин², G. Srinivasan³¹ Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия² Институт технической акустики, Витебск, Белоруссия³ Physics Department, Oakland University Rochester, Rochester Hills, USA

E-mail: Dmitry.Filippov@novsu.ru

(Поступила в Редакцию 25 октября 2010 г.)

Представлена теория инверсного магнитоэлектрического эффекта в области электромеханического резонанса для образцов в форме диска. На основе метода эффективных параметров получено выражение для коэффициента инверсного магнитоэлектрического преобразования. Показано, что на частоте электромеханического резонанса имеет место пиковое увеличение эффекта, причем резонансные частоты для прямого и обратного магнитоэлектрического эффекта различаются. Экспериментально исследована зависимость резонансных частот от процентного содержания феррита для образцов из феррит-никелевой шпинели и цирконата-титаната свинца.

Работа выполнена при частичной поддержке Аналитической ведомственной целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 гг.)“, проект № 2.1.1/3143, и гранта National Science Foundation (USA).

1. Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект относится к перекрестным эффектам и заключается в возникновении поляризации под действием магнитного поля (прямой МЭ-эффект) и, наоборот, в возникновении намагниченности под действием электрического поля (инверсный, или обратный, МЭ-эффект). Этот эффект, предсказанный в [1] и впервые экспериментально обнаруженный в [2,3], представляет интерес уже сам по себе, поскольку связывает между собой величины, имеющие разную тензорную размерность: поляризацию (полярный вектор) с напряженностью магнитного поля (аксиальный вектор) и, наоборот, намагниченность (аксиальный вектор) с напряженностью электрического поля (полярный вектор). В монокристаллах существование МЭ-эффекта непосредственно связано с симметрией кристалла [4], и его возникновение обусловлено совместным действием спин-орбитального взаимодействия, нечетной части потенциала внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля [5]. В феррит-пьезоэлектрических композитах МЭ-эффект отсутствует по отдельности и в ферритовой, и в пьезоэлектрической фазах. Его возникновение обусловлено механическим взаимодействием магнитоэлектрической и пьезоэлектрической подсистем. Во внешнем магнитном поле вследствие магнитоэлектрики в ферритовом компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу, где вследствие пьезоэффекта происходит изменение поляризации. И наоборот, при инверсном эффекте под действием электрического поля

в пьезоэлектрическом компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в магнитоэлектрическую фазу, вследствие чего происходит изменение намагниченности образца.

В настоящее время прямой МЭ-эффект изучен достаточно подробно [6], однако инверсный МЭ-эффект исследован еще недостаточно. Имеется всего несколько публикаций [7–10], посвященных инверсному МЭ-эффекту. В этих работах экспериментально исследовался инверсный МЭ-эффект для образцов в форме пластинки, где в качестве пьезоэлектрика использовалась пьезокерамика цирконат-титаната свинца (PZT), а в качестве магнетика — материалы с большим коэффициентом магнитоэлектрики, а именно: в [7] — *D*-терфенол (трехслойная структура *D*-терфенол–PZT–*D*-терфенол), в [8] — никель (трехслойная структура PZT–Ni–PZT), в [9,10] — галфенол (двухслойная структура галфенол–PZT). В данных работах проведено измерение частотной зависимости коэффициента инверсного МЭ-преобразования и экспериментально обнаружено, что эта зависимость имеет резонансный характер аналогично частотной зависимости МЭ-коэффициента по напряжению при прямом эффекте. Однако детального теоретического описания инверсного МЭ-эффекта в этих работах проведено не было. В [11] представлено теоретическое описание инверсного МЭ-эффекта для образцов в форме пластинки. Однако на практике гораздо чаще используются образцы в форме диска, а не пластинки. Напрямую применить результаты работы [11] для образцов в форме диска не представляется возможным. В настоящей работе дано детальное теоретическое

описание инверсного МЭ-эффекта и представлены экспериментальные результаты для дискообразных образцов из объемных композиционных материалов состава феррит-никелевая шпинель-цирконат-титанат свинца.

2. Продольный эффект. Теория

При описании физических явлений в феррит-пьезоэлектрических композитах широкое распространение получил метод эффективных параметров [12,13]. Этот метод заключается в том, что композиционный материал с макроскопической точки зрения рассматривается как однородная среда с некоторыми эффективными параметрами, которые находятся путем совместного решения уравнений эласто- и электродинамики для ферритовой и пьезоэлектрической фаз с последующим усреднением. Очевидно, что этот метод применим тогда, когда характерные размеры структурных единиц композита много меньше длины звуковой волны. Так как характерные размеры структурных единиц в типичных композиционных материалах порядка десятков микрометров, этот метод описания можно применять вплоть до частот порядка сотен МГц.

В качестве модели рассмотрим образец из композиционного феррит-пьезоэлектрического материала в форме тонкого диска радиусом R и толщиной d , на нижнюю и верхнюю поверхности которого нанесены тонкие металлические контакты, а на боковые поверхности намотана катушка индуктивности, содержащая N витков (рис. 1). Пусть образец поляризован по нормали к X_3 плоскостям контактов (ось X_3). Постоянное (подмагничивающее) магнитное поле направлено параллельно поляризации образца (продольный эффект).

Переменное электрическое поле с частотой ω , подаваемое на образец, вызывает в образце колебания, которые распространяются как вдоль поверхности образца — радиальные колебания, так и по толщине образца —

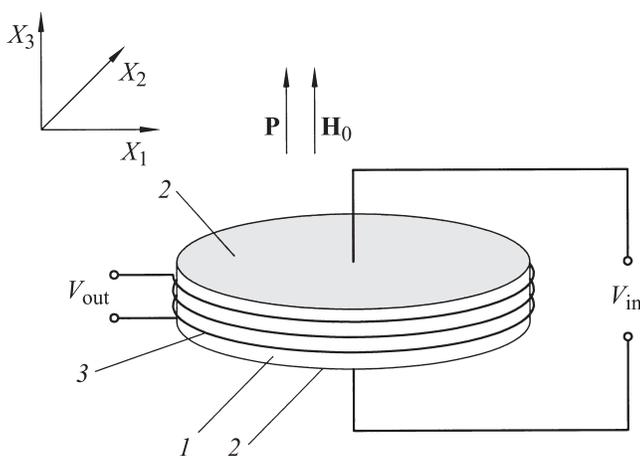


Рис. 1. Схематическое изображение структуры. Продольный эффект. 1 — образец, 2 — металлические контакты, 3 — катушка из N витков.

толщинные колебания. В дальнейшем ограничимся рассмотрением наиболее низкочастотных радиальных колебаний.

Будем считать диск тонким, т.е. $d \ll R$. Поверхности диска свободные; следовательно, нормальные составляющие тензора механических напряжений на них равны нулю. Для тонкого диска можно считать, что компонента тензора напряжений T_3 равна нулю не только на поверхности, но и во всем объеме. С учетом этого интересующие нас уравнения для тензора деформаций S_i и проекции вектора магнитной индукции B_3 при продольной ориентации полей имеют вид

$$S_1 = s_{11}T_1 + s_{12}T_2 + d_{31}E_3 + q_{31}H_3, \quad (1)$$

$$S_2 = s_{12}T_1 + s_{11}T_2 + d_{31}E_3 + q_{31}H_3, \quad (2)$$

$$B_3 = \mu_{33}H_3 + q_{31}(T_1 + T_2). \quad (3)$$

Здесь s_{ij} — эффективные податливости композита, d_{ij} и q_{ij} — эффективные пьезоэлектрический и пьезомагнитный модули, μ_{ij} — компоненты тензора магнитной проницаемости, E_i и H_i — проекции векторов напряженности переменных электрического и магнитного полей. Методика расчета эффективных параметров композиционного материала представлена в [14,15].

Для дальнейших расчетов удобно воспользоваться симметрией задачи и перейти к цилиндрической системе координат z, r и θ , используя преобразования, представленные в [16]. С учетом осевой симметрии задачи в цилиндрической системе координат отличными от нуля компонентами тензора напряжений и деформаций будут $T_{rr}, T_{\theta\theta}, S_{rr}$ и $S_{\theta\theta}$. Остальные компоненты тензоров напряжений и деформаций равны нулю. Кроме того, из осевой симметрии следует, что компонента смещения u_θ равна нулю. С учетом этого уравнения (1)–(3) примут вид

$$S_{rr} = s_{11}T_{rr} + s_{12}T_{\theta\theta} + d_{31}E_3 + q_{31}H_3, \quad (4)$$

$$S_{\theta\theta} = s_{12}T_{rr} + s_{11}T_{\theta\theta} + d_{31}E_3 + q_{31}H_3, \quad (5)$$

$$B_3 = \mu_{33}H_3 + q_{31}(T_{rr} + T_{\theta\theta}). \quad (6)$$

Уравнение движения среды для радиальных колебаний диска имеет вид

$$\frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r}(T_{rr} - T_{\theta\theta}) + \rho\omega^2 u_r = 0, \quad (7)$$

где ρ — плотность композита.

Выразим из уравнений (4), (5) компоненты тензора напряжений через компоненты тензора деформаций. В результате получим

$$T_{rr} = \frac{1}{s_{11}(1 - \nu^2)}(S_{rr} + \nu S_{\theta\theta} - (1 + \nu)(d_{31}E_3 + Q_{31}H_3)), \quad (8)$$

$$T_{\theta\theta} = \frac{1}{s_{11}(1 - \nu^2)}(\nu S_{rr} + S_{\theta\theta} - (1 + \nu)(d_{31}E_3 + q_{31}H_3)), \quad (9)$$

где $\nu = -s_{12}/s_{11}$ — коэффициент Пуассона.

Для того чтобы получить уравнение для радиальных смещений, подставим (8), (9) в уравнение движения среды (7). После преобразований уравнение (7) сводится к уравнению Бесселя

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u^2}{r^2} + k^2 u_r = 0, \quad (10)$$

где $k = \sqrt{\rho s_{11}(1 - \nu^2)\omega}$. Общее решение уравнения (10) представляет собой линейную комбинацию функций Бесселя первого и второго рода

$$u_r = c_1 J_1(kr) + c_2 Y_1(kr). \quad (11)$$

Постоянные интегрирования c_1 и c_2 определяются из граничных условий: в центре диска смещения отсутствуют, т.е. при $r = 0$ смещение $u_r = 0$, а на свободных боковых поверхностях нормальные напряжения равны нулю; следовательно, при $r = R$ напряжение $T_{rr} = 0$. Это дает для постоянных интегрирования следующие выражения [17]:

$$c_2 = 0, \quad c_1 = \frac{(1 + \nu)R}{\kappa J_0(\kappa) - (1 - \nu)J_1(\kappa)} (q_{31}H_3 + d_{31}E_3). \quad (12)$$

Здесь введена безразмерная переменная $\kappa = kR$, значения которой зависят от частоты, радиуса диска и скорости распространения упругих колебаний.

Подставляя значения постоянных интегрирования c_1 и c_2 в (11) и выражая деформации через смещения среды, для компонент тензора напряжений получим следующие выражения:

$$T_{rr} = \frac{1}{s_{11}(1 - \nu)} \left[\frac{\kappa J_0(kr) - (1 - \nu)\frac{\kappa}{r} J_1(kr)}{\kappa J_0(\kappa) - (1 - \nu)J_1(\kappa)} - 1 \right] \times (q_{31}H_3 + d_{31}E_3), \quad (13)$$

$$T_{\theta\theta} = \frac{1}{s_{11}(1 - \nu)} \left[\frac{\nu \kappa J_0(kr) + (1 - \nu)\frac{\kappa}{r} J_1(kr)}{\kappa J_0(\kappa) - (1 - \nu)J_1(\kappa)} - 1 \right] \times (q_{31}H_3 + d_{31}E_3). \quad (14)$$

Намагниченность, возникающую в образце вследствие магнитострикции в результате механических деформаций среды, определим из уравнения (6). Подставляя выражения (13) и (14) в уравнение (6), имеем

$$B_3 = \mu_{33}H_3 + \frac{q_{31}}{s_{11}(1 - \nu)} \left[\frac{(1 + \nu)\kappa J_0(kr)}{\kappa J_0(\kappa) - (1 - \nu)J_1(\kappa)} - 2 \right] \times (q_{31}H_3 + d_{31}E_3). \quad (15)$$

При экспериментальном исследовании инверсного МЭ-эффекта измеряют ЭДС индукции, возникающую в катушке при изменения магнитного потока, вызванного изменениями намагниченности магнитоэлектрического диэлектрика конденсатора. Как правило, в эксперименте сопротивление измерительного вольтметра много больше сопротивления катушки, поэтому можно считать, что

выполняется условие замкнутой цепи, т.е. ток, текущий через катушку, можно считать равным нулю. Поскольку ток через катушку $I = 0$, создаваемая им напряженность магнитного поля $H_3 = 0$. С учетом этого выражение (15) для индукции магнитного поля приобретает вид

$$B_3 = \frac{q_{31}d_{31}}{s_{11}(1 - \nu)} \left[\frac{(1 + \nu)\kappa J_0(kr)}{\kappa J_0(\kappa) - (1 - \nu)J_1(\kappa)} - 2 \right] E_3. \quad (16)$$

Коэффициент инверсного МЭ-преобразования при продольном эффекте определим как $\alpha_{B,L} = \frac{\langle B_3 \rangle}{E_3}$, где среднее значение индукции магнитного поля равно

$$\langle B_3 \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R B_3 r dr.$$

Вычисляя интеграл, для коэффициента инверсного МЭ-преобразования получим выражение

$$\alpha_{B,L} = \frac{2q_{31}d_{31}}{s_{11}(1 - \nu)} \left[\frac{(1 + \nu)J_1(\kappa)}{\Delta_r} - 1 \right], \quad (17)$$

где введено обозначение

$$\Delta_r = \kappa J_0(\kappa) - (1 - \nu)J_1(\kappa). \quad (18)$$

ЭДС, индуцируемая в катушке переменным магнитным потоком Φ_L , равна

$$\begin{aligned} \varepsilon_{in} &= -\frac{\partial \Phi_L}{\partial t} = -N \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R B_3 r dr \\ &= i\omega N \pi R^2 \alpha_{B,L} E_3. \end{aligned} \quad (19)$$

Полагая, что все падение напряжения происходит на измерительном вольтметре, а напряженность электрического поля в образце связана с входным напряжением соотношением $E_3 = -\frac{V_{in}}{d}$, для коэффициента преобразования напряжения $k_L = \frac{V_{out}}{V_{in}}$ при продольном эффекте получим выражение

$$K_L = \omega N \frac{\pi R^2}{d} \alpha_{B,L}. \quad (20)$$

Таким образом, указанная структура может использоваться в качестве трансформатора, имеющего в отличие от традиционных типов трансформаторов всего одну обмотку.

3. Поперечный эффект. Теория

В случае поперечного МЭ-эффекта постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено в плоскости образца перпендикулярно направлению поляризации \mathbf{P} . Приложенное к контактам переменное электрическое поле вызывает механические колебания среды, в результате чего происходит изменение намагниченности, вектор которой

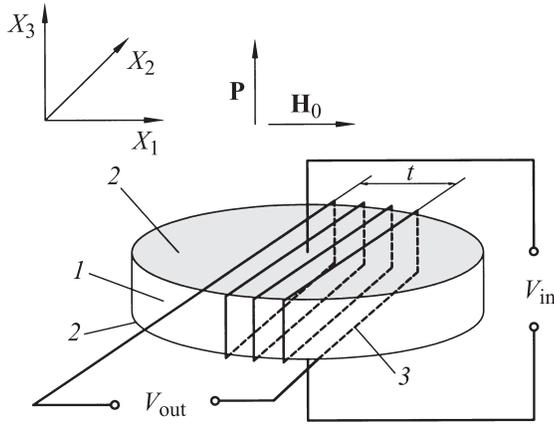


Рис. 2. Схематическое изображение структуры. Поперечный эффект. Обозначения те же, что на рис. 1, t — толщина катушки.

лежит в плоскости образца. При экспериментальном исследовании поперечного МЭ-эффекта используется структура, изображенная на рис. 2.

В случае поперечного эффекта уравнения (1)–(93) для тензора деформаций S_i и проекции вектора магнитной индукции B_1 примет вид

$$S_1 = s_{11}T_1 + s_{12}T_2 + d_{31}E_3 + q_{11}H_1, \quad (21)$$

$$S_2 = s_{12}T_1 + s_{11}T_2 + d_{31}E_3 + q_{12}H_1, \quad (22)$$

$$B_1 = \mu_{11}H_1 + q_{11}T_1 + q_{12}T_2. \quad (23)$$

При переходе к цилиндрической системе координат выражения для компонент тензора деформаций усложняются вследствие того, что возникающее переменное магнитное поле G_1 нарушает осевую симметрию системы. Однако с учетом того, что в эксперименте используется условие разомкнутой цепи и напряженность переменного магнитного поля равна нулю, а колебания среды, как и при продольном эффекте, возбуждаются переменным электрическим полем, направленным вдоль оси X_3 , уравнение движения среды для радиальных колебаний сводится к уравнению (10), решение которого дает для компонент тензора напряжений следующие выражения:

$$T_{rr} = \frac{1}{s_{11}(1-\nu)} \left[\frac{\kappa J_0(kr) - (1-\nu) \frac{R}{r} J_1(kr)}{\kappa J_0(\kappa) - (1-\nu) J_1(\kappa)} - 1 \right] d_{31}E_3, \quad (24)$$

$$T_{\theta\theta} = \frac{1}{s_{11}(1-\nu)} \left[\frac{\nu \kappa J_0(kr) + (1-\nu) \frac{R}{r} J_1(kr)}{\kappa J_0(\kappa) - (1-\nu) J_1(\kappa)} - 1 \right] d_{31}E_3. \quad (25)$$

Компоненты тензора напряжений T_1 и T_2 связаны с компонентами T_{rr} и $T_{\theta\theta}$ соотношениями

$$T_1 = T_{rr} \cos^2 \theta + T_{\theta\theta} \sin^2 \theta, \quad (26)$$

$$T_2 = T_{rr} \sin^2 \theta + T_{\theta\theta} \cos^2 \theta. \quad (27)$$

Используя эти соотношения, для индукции магнитного поля в цилиндрической системе координат получим уравнение

$$B_1 = T_{rr}(q_{11} \cos^2 \theta + q_{12} \sin^2 \theta) + T_{\theta\theta}(q_{11} \sin^2 \theta + q_{12} \cos^2 \theta). \quad (28)$$

Аналогично продольному эффекту при поперечном эффекте коэффициент инверсного МЭ-преобразования определим как $\alpha_{B,L} = \frac{\langle B_1 \rangle}{E_3}$. Подставляя выражения (23) и (24) в уравнение (28) и вычисля среднее значение индукции магнитного поля $\langle B_1 \rangle$, для коэффициента инверсного МЭ-преобразования при поперечном эффекте окончательно получим выражение в следующем виде:

$$\alpha_{B,L} = \frac{(q_{11} + q_{12})d_{31}}{s_{11}(1-\nu)} \left[\frac{(1+\nu)J_1(\kappa)}{\Delta_r} - 1 \right], \quad (29)$$

где Δ_r определяется выражением (18).

Для определения ЭДС индукции, возникающей в катушке, ограничимся случаем, когда толщина катушки t меньше радиуса диска R . В этом приближении можно считать, что магнитный поток, пронизывающий катушку, равен $\Phi_T = N2Rd$, и для коэффициента трансформации напряжения имеем

$$k_T = \omega N2R\alpha_{B,T}. \quad (30)$$

4. Обсуждение результатов. Сравнение с экспериментом

Как следует из выражений (17) и (29) для коэффициента инверсного МЭ-преобразования, его величина прямо пропорциональна произведению значений пьезоэлектрического d_{31} и пьезомагнитного q_{ij} модулей и обратно пропорциональна значению модуля податливости s_{11} . Однако при поперечном эффекте величина коэффициента $\alpha_{B,T}$ пропорциональна произведению $(q_{11} + q_{12})d_{31}$, а при продольном величина $\alpha_{B,L}$ пропорциональна произведению $q_{31}d_{31}$. Поскольку $(q_{11} + q_{12}) > d_{31}$, величина поперечного эффекта больше, чем продольного.

Частотная зависимость коэффициента инверсного МЭ-преобразования, как и частотная зависимость МЭ-коэффициента по напряжению α_E при прямом эффекте, имеет резонансный характер. В области низких частот, когда параметр $\kappa \ll 1$, величина инверсного коэффициента МЭ-преобразования практически не зависит от частоты, однако на частоте, соответствующей условию $\Delta_r = 0$, наблюдается пиковое увеличение коэффициента. Корни этого уравнения получили название резонансных частот f_{res} . Для образцов из феррит-никелевой шпинели и цирконата-титаната свинца радиусом около $R \approx 5$ mm значение нижней резонансной частоты f_{res} составляет примерно 300 kHz. Следует отметить, что резонансное увеличение МЭ-коэффициента по напряжению $\alpha_E = \langle E \rangle / H$, характеризующего прямой

Зависимость величины МЭ-коэффициентов и резонансных частот прямого и инверсного МЭ-эффектов от содержания феррита для композита из феррит-никелевой шпинели и цирконата-титаната свинца

Содержание феррита, %	f_{res} , kHz	f_{anres} , kHz	Δf , kHz	$\alpha_{B,T} (f = f_{res})$, mG · m/V	$\alpha_{E,T} (f = f_{anres})$, V/cm · Oe	$\alpha_{B,T} (f = 1 \text{ kHz})$, mG · cm/V	$\alpha_{E,T} (f = 1 \text{ kHz})$, mV/cm · Oe
10	289.9	311.9	22.0	130	74	0.161	31
20	313.4	327.9	14.5	220	134	0.227	62
30	334.8	342.6	7.8	210	157	0.194	86
40	359.7	363.4	3.7	172	164	0.162	94
50	378.8	380.5	1.7	149	189	0.117	109
60	392.0	392.5	0.5	70	152	0.065	99

МЭ-эффект, наблюдается на частотах f_{anres} , удовлетворяющих условию $\Delta_a = 0$, где

$$\Delta_a = \Delta_r(1 - K_p^2) + K_p^2(1 + \nu)J_1(\kappa). \quad (31)$$

Здесь

$$K_p^2 = \frac{2d_{31}^2}{\epsilon_{33}s_{11}(1 - \nu)}$$

— коэффициент электромеханической связи для радиальных колебаний, ϵ_{33} — эффективная диэлектрическая проницаемость.

Частоты резонанса и антирезонанса имеют хоть и близкие, но экспериментально различимые значения.

Экспериментальные исследования эффекта проводились для образцов объемного композиционного материала, состоящего из феррит-никелевой шпинели и цирконата-титаната свинца. Образцы имели форму диска радиусом $R = 4.5 \text{ mm}$. Перед проведением измерений образцы поляризовались в электрическом поле напряженностью 4 kV/mm в течение двух часов при температуре 80°C . Для исследования прямого МЭ-эффекта использовался метод, основанный на измерении переменного напряжения, возникающего на образце при наложении на него переменного и медленно меняющегося магнитного поля. При исследовании инверсного МЭ-эффекта использовался метод, основанный на измерении переменного напряжения, возникающего в измерительной катушке при помещении образца в медленно меняющееся магнитное поле и наложении на него переменного электрического напряжения. Вначале исследовалась полевая зависимость низкочастотного МЭ-сигнала. При постоянном значении напряженности переменного магнитного поля 1 Oe измерялась зависимость МЭ-эффекта от напряженности подмагничивающего поля. Затем при напряженности поля подмагничивания, соответствующей максимуму эффекта, исследовалась частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента в области электромеханического резонанса. При измерениях условие разомкнутой цепи выполнялось достаточно хорошо. Результаты эксперимента приведены в таблице.

Как следует из эксперимента, в полном соответствии с теорией наблюдается пиковое увеличение эффекта на частотах резонанса и антирезонанса. Эти

частоты определяются значениями параметра $\kappa = kR = -\omega\sqrt{\rho s_{11}(1 - \nu^2)}R$, при которых правые части выражений (18) и (31) для величины Δ_r при инверсном эффекте и для Δ_a при прямом обращаются в нуль. Для коэффициента Пуассона $\nu = 0.34$ обращение в нуль этих выражений происходит при значении $\kappa_0 = 2.074$. Отсюда следует, что резонансная частота определяется условием $f_{res} = 2.074 / (2\pi\sqrt{\rho s_{11}(1 - \nu^2)}R)$. Плотность пьезокерамики PZT $\rho = 7800 \text{ kg/m}^3$, модуль податливости $s_{11} = 15.3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$, плотность феррит-никелевой шпинели $\rho = 5200 \text{ kg/m}^3$, ее модуль податливости $s_{11} = 6.3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$. С увеличением процентного содержания феррита происходит уменьшение эффективной плотности и эффективной податливости композита, что приводит к увеличению частот резонанса и антирезонанса. Разность частот резонанса и антирезонанса, как легко видеть из выражений (18) и (31) для Δ_r и Δ_a , определяется в основном коэффициентом электромеханической связи K_p . Действительно, полагая $f_{anres} = f_{res} + \Delta f$ и разлагая выражение для Δ_a по малому параметру $\Delta\kappa = \Delta f / 2\pi\sqrt{\rho s_{11}(1 - \nu^2)}R$, для относительной разности частот получим выражение

$$\frac{\Delta f}{f_{res}} \approx \frac{(1 + \nu)K_p^2}{\kappa_0^2[1 - (1 - \nu)/\kappa_0^2 - \nu J_0(\kappa_0)/(\kappa_0 \cdot J_1(\kappa_0))]} \quad (32)$$

Или подставляя числовые значения $\nu = 0.34$ и $\kappa_0 = 2.074$, для относительной разности частот получим окончательное выражение в виде

$$\frac{\Delta f}{f_{res}} \approx 0.4K_p^2. \quad (33)$$

С увеличением процентного содержания феррита коэффициент электромеханической связи уменьшается вследствие уменьшения значения эффективного пьезомодуля композита, в результате чего уменьшается разность частот резонанса и антирезонанса.

Коэффициент инверсного МЭ-преобразования α_B прямо пропорционален произведению эффективных значений пьезоэлектрического и пьезомагнитного модулей и обратно пропорционален модулю податливости композита. С увеличением процентного содержания феррита, с одной стороны, наблюдается увеличение эффективного

значения пьезомагнитного модуля и уменьшение модуля податливости, что ведет к увеличению значения α_B , а с другой — происходит уменьшение пьезомодуля, что приводит к уменьшению α_B . В результате этого значение коэффициента вначале возрастает с увеличением процентного содержания феррита, достигает максимума и затем уменьшается. Аналогичным образом ведет себя и МЭ-коэффициент по напряжению. Его значение также пропорционально произведению эффективных значений пьезоэлектрического и пьезомагнитного модулей, однако обратно пропорционально не просто модулю податливости композита, а произведению модуля податливости на коэффициент диэлектрической проницаемости композита, значение которой также уменьшается с увеличением концентрации феррита. Это приводит к тому, что максимум МЭ-коэффициента по напряжению приходится на большее процентное содержание феррита, чем максимум коэффициента инверсного МЭ-преобразования.

5. Заключение

Таким образом, механическое взаимодействие между магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистемами в феррит-пьезоэлектрических композитах приводит к возникновению МЭ-эффекта, частотная зависимость которого в акустической области спектра имеет резонансный характер. Резонансные частоты прямого и инверсного МЭ-эффектов имеют различные значения, разность которых уменьшается с увеличением процентного содержания ферритовой фазы в композиционном материале. Зависимость величины как прямого, так и обратного МЭ-эффекта от процентного содержания феррита в композите имеет максимум, причем максимальное значение величины прямого и инверсного МЭ-эффектов приходится на образцы с различным содержанием феррита: максимум прямого МЭ-эффекта наблюдается для образцов с большим содержанием феррита.

Список литературы

- [1] И.Б. Дзялошинский. ЖЭТФ **37**, 881 (1959).
- [2] Д.Н. Астров. ЖЭТФ **40**, 1035 (1961).
- [3] V.J. Folen, G.T. Rado, E.W. Stalder. Phys. Rev. Lett. **6**, 607 (1961).
- [4] Е.А. Туров. УФН **164**, 325 (1994).
- [5] O.V. Antonenkov, I.S. Nikiforov, D.A. Filippov. Ferroelectrics **279**, 57 (2002).
- [6] M. Fiebig. J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, 123 (2005).
- [7] S. Dong, J.F. Li, D. Viehland, J. Cheng, L.E. Cross. Appl. Phys. Lett. **85**, 3534 (2004).
- [8] Y.K. Fetisov, V.M. Petrov, G. Srinivasan. J. Mater. Res. **22**, 2074 (2007).
- [9] А.А. Буш, К.Е. Каменцев, В.Ф. Мещеряков, Ю.К. Фетисов, Д.В. Чашин, Л.Ю. Фетисов. ЖТФ **79**, 9, 71 (2009).
- [10] Y.K. Fetisov, K.E. Kamentsev, D.V. Chashin, L.Y. Fetisov, G. Srinivasan. J. Appl. Phys. **105**, 123 918 (2009).
- [11] Д.А. Филиппов, Т.А. Галкина, G. Srinivasan. Письма в ЖТФ **36**, 21, 23 (2010).
- [12] G. Harshe, J.P. Dougherty, R.E. Newnham. Int. J. Appl. Electromagn. Mater. **4**, 145 (1993).
- [13] G. Harshe, J.P. Dougherty, R.E. Newnham. Int. J. Appl. Electromagn. Mater. **4**, 161 (1993).
- [14] M.I. Bichurin, V.M. Petrov, G. Srinivasan. Phys. Rev. B **68**, 054 402 (2003).
- [15] М.И. Бичурин, В.М. Петров, Д.А. Филиппов, В.М. Лалетин, Г. Сринивасан. Перспективные материалы **6**, 5 (2004).
- [16] W.P. Mazon. Phys. Rev. **74**, 1134 (1948).
- [17] Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров, В.М. Лалетин, G. Srinivasan. ФТТ **46**, 9, 1621 (2004).