

05,06

Магнитоэлектрический эффект в слоистых дискообразных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах: теория и эксперимент

© Д.А. Филиппов¹, Г.С. Радченко^{2,3}, В.М. Лалетин⁴

¹Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия

²Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

³Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, Россия

⁴Институт технической акустики, Витебск, Беларусь

E-mail: Dmitry.Filippov@novsu.ru

(Поступила в Редакцию 24 августа 2015 г.)

Представлены теоретические и экспериментальные исследования магнитоэлектрического эффекта в дискообразной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре в области электромеханического резонанса. Получено выражение для магнитоэлектрического коэффициента по напряжению на основе совместного решения уравнений эластодинамики и электростатики отдельно для магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев. Условия на границе раздела учитывались исходя из того, что взаимодействие между слоями осуществляется посредством сдвига. Показано, что неоднородность распределения напряжений и деформаций по толщине образца, обусловленная наличием границы раздела, в случае толстых слоев приводит к значительному вкладу в величину эффекта. Представлены теоретическая и экспериментальная зависимости частотной характеристики эффекта для структуры пермендюр–цирконат–титанат свинца–пермендюр. Теоретические расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектной части государственного задания и гранта РФФИ (проект № 15-42-06004).

1. Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект, теоретически предсказанный Ландау, Лифшицем [1], Дзялошинским [2] и впервые экспериментально обнаруженный Астровым [3] и Радо [4], вызывает интерес, поскольку связывает между собой полярный вектор (поляризацию) с аксиальным вектором (напряженностью магнитного поля) и, наоборот, аксиальный вектор (намагниченность) с полярным вектором (напряженностью электрического поля). МЭ-эффект, открытый более полувека назад, в последнее время привлекает к себе все более пристальное внимание [5] благодаря открытию новых материалов — композиционных мультиферроиков, величина эффекта в которых на несколько порядков превышает его значение в монокристаллах. Это позволяет создавать на их основе датчики магнитного поля, чувствительность которых значительно превосходит чувствительность датчиков на основе эффекта Холла [6]. Несмотря на то что теории МЭ-эффекта посвящен целый ряд работ [7–15], в существующих в настоящее время теориях имеются определенные проблемы и неточности. Предложенный в [7] и развитый в [8,9] метод эффективных параметров применим тогда, когда характерные размеры структурных единиц композита много меньше длины волны распространяющихся в композите механических колебаний

среды, посредством которых осуществляется взаимодействие между фазами. В том случае, когда характерные размеры композита соизмеримы с длиной волны, метод эффективных параметров использовать нельзя. В этом случае необходимо решать уравнения эластодинамики отдельно для магнитострикционной и пьезоэлектрической фазы, связывая эти решения на границе раздела между фазами с помощью граничных условий. Ранее в работах [10–15] была предложена теория МЭ-эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах с использованием данного подхода. В [10,11] предложена теория МЭ-эффекта для структур с последовательным расположением слоев. В [10] рассмотрены структуры в виде пластинки, а в [11] дискообразные структуры. Однако на практике гораздо чаще используются структуры с параллельным расположением слоев, или так называемые слоистые структуры (двухслойные, трехслойные и т.д.) [16]. В работах [12–14] представлена теория МЭ-эффекта для слоистых структур на основе решений уравнений отдельно для каждой из фаз с учетом условий на границе раздела. Однако в предложенных теориях имеются определенные неточности. В [12,13] наличие границы раздела между магнитострикционной и пьезоэлектрической фазами учитывалось формально (путем введения коэффициента связи, который определялся эмпирически). В [14] связь считалась идеальной и,

кроме того, неявно предполагалось, что смещения среды в магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фазах одинаковы. В этом случае уравнение движения решалось не отдельно для каждой из фаз, а сводилось к решению уравнения движения среды с усредненными значениями плотности и модуля податливости. Как показано далее, это предположение справедливо в случае тонких слоев и низких частот, когда можно пренебречь изменением смещений и деформаций по толщине образца. В [15] представлена теория МЭ-эффекта, в которой граница раздела учитывалась явно путем введения граничных условий для смещений и напряжений. В этой работе рассмотрена теория для структуры в виде тонкой пластинки. На практике гораздо чаще используются структуры в форме диска. Дiskoобразная геометрия структуры имеет ряд особенностей по сравнению со структурой в форме пластинки, поэтому полученные в [15] формулы для частотной зависимости МЭ-коэффициента по напряжению непосредственно неприменимы для структуры в форме диска. В настоящей работе представлена теория МЭ-эффекта с учетом явного рассмотрения границы раздела между фазами для дискообразных структур.

2. Модель: двухслойная структура, продольный эффект

Рассмотрим структуру, состоящую из механически взаимодействующих между собой пьезоэлектрической и магнитоэлектрической фаз в форме дисков радиуса R и толщиной t_p и t_m соответственно. На верхнюю и нижнюю поверхности структуры нанесены тонкие металлические контакты (рис. 1). В силу симметрии задачи выберем цилиндрическую систему координат таким образом, чтобы ее начало совпадало с границей раздела слоев, а ось Z направим вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела. Будем считать, что образец предварительно поляризован вдоль оси Z . Для

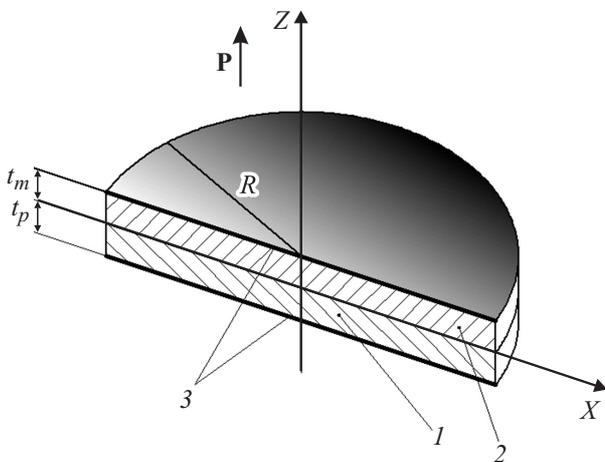


Рис. 1. Схематическое изображение двухслойной структуры. 1 — пьезоэлектрик, 2 — магнетик, 3 — электроды.

простоты вычислений сначала рассмотрим продольный эффект, когда направления поля подмагничивания \mathbf{H}_{bias} и переменного магнитного поля \mathbf{H} с круговой частотой ω совпадают с направлением поляризации \mathbf{P} . С учетом того, что взаимодействие между фазами осуществляется через границу раздела посредством напряжений сдвига, и осевой симметрии задачи, отличными от нуля компонентами тензора напряжений T_{ij} в цилиндрической системе координат будут только компоненты T_{rr} , $T_{\theta\theta}$, T_{rz} и $T_{\theta z}$, уравнения для которых имеют следующий вид:

$$T_{rr}^p = \frac{Y_p}{(1 - \nu^2)} (S_{rr}^p + \nu S_{\theta\theta}^p - (1 + \nu)d_{31}E_3), \quad (1)$$

$$T_{\theta\theta}^p = \frac{Y_p}{(1 - \nu^2)} (\nu S_{rr}^p + S_{\theta\theta}^p - (1 + \nu)d_{31}E_3), \quad (2)$$

$$T_{rr}^m = \frac{Y_m}{(1 - \nu^2)} (S_{rr}^m + \nu S_{\theta\theta}^m - (1 + \nu)q_{31}H_3), \quad (3)$$

$$T_{\theta\theta}^m = \frac{Y_m}{(1 - \nu^2)} (\nu S_{rr}^m + S_{\theta\theta}^m - (1 + \nu)q_{31}H_3). \quad (4)$$

Здесь Y_α ($\alpha = p, m$) — модули Юнга пьезоэлектрика и магнетика соответственно, ν — коэффициент Пуассона, который для обеих сред предполагается одинаковым,

$$S_{rr}^\alpha = \frac{\partial u_r^\alpha}{\partial r}, \quad S_{\theta\theta}^\alpha = \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta^\alpha}{\partial \theta} + \frac{u_r^\alpha}{r}$$

— компоненты тензора деформаций, u_r^α , u_θ^α — компоненты вектора смещения среды, d_{31} , q_{31} — компоненты пьезоэлектрического и пьезомагнитного тензора, H_3 , E_3 — проекции внешнего магнитного и индуцированного электрического полей.

Уравнение движения среды для радиальной компоненты вектора смещений в силу симметрии задачи имеет вид

$$\rho_\alpha \frac{\partial^2 u_r^\alpha}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{rr}^\alpha}{\partial r} + \frac{T_{rr}^\alpha - T_{\theta\theta}^\alpha}{r} + \frac{\partial T_{rz}^\alpha}{\partial z}, \quad (5)$$

где T_{rz}^α — тангенциальная компонента тензора напряжений, возникающая в результате наличия границы раздела между слоями. Ее связь с соответствующей компонентой тензора деформаций выражается с помощью закона Гука

$$T_{rz}^\alpha = G_\alpha S_{rz}^\alpha, \quad (6)$$

где $G_\alpha = \frac{Y_\alpha}{2(1 + \nu)}$ — модуль сдвига, $S_{rz}^\alpha = \frac{\partial u_r^\alpha}{\partial z}$ — деформации, обусловленные наличием границы раздела.

Решение уравнения (5) запишем в виде

$$u_r^\alpha(r, z) = g_\alpha(z)(AJ_1(kr) + BY_1(kr)), \quad (7)$$

где $g_\alpha(z)$ — некоторая функция, описывающая изменение амплитуды колебаний смещений среды вдоль оси диска, $J_1(kr)$, $Y_1(kr)$ — функции Бесселя первого и второго рода, k — волновое число, A и B — постоянные интегрирования. С учетом того что в центре диска смещения равны нулю, для постоянной интегрирования B получаем значение $B = 0$.

Подставляя решение (7) в уравнение движения (5), для функции $g_\alpha(z)$ после несложных преобразований получаем следующее выражение:

$$g_\alpha(z)'' + \left(\frac{2}{1-\nu}\right) \left[\frac{\omega^2}{(V_\alpha)^2} - k^2\right] g_\alpha(z) = 0, \quad (8)$$

где штрихи у функции $g_\alpha(z)$ означают дифференцирование по переменной z . В уравнении (8) величины

$$V_p^2 = \frac{Y_p}{\rho_p(1-\nu^2)}, \quad V_m^2 = \frac{Y_m}{\rho_m(1-\nu^2)}$$

равны квадрату скорости распространения радиальных колебаний в пьезоэлектрике и магнетике соответственно. Равенство нулю выражения в квадратных скобках в уравнении (8) определяет дисперсионное соотношение при распространении радиальных колебаний в чистом магнетике ($\alpha = m$) или пьезоэлектрике ($\alpha = p$). При распространении волн в слоистой структуре скорость распространения колебаний будет лежать между скоростью распространения в магнетике и скоростью распространения в пьезоэлектрике. В соответствии с этим выражение в квадратных скобках в уравнении (8) для одной среды будет больше нуля, а для другой — меньше нуля. Рассмотрим наиболее типичный случай, когда скорость волн в магнетике больше, чем в пьезоэлектрике. В соответствии с этим решение уравнения (8) запишем в виде

$$g_m(z) = C_1 \exp(\chi_m z) + C_2 \exp(-\chi_m z), \quad (9)$$

$$g_p(z) = C_3 \cos(\chi_p z) + C_4 \sin(\chi_p z), \quad (10)$$

где $C_1 \dots C_4$ — постоянные интегрирования. Здесь введены следующие обозначения:

$$\chi_m^2 = -\frac{2}{1-\nu} \left(\frac{\omega^2}{V_m^2} - k^2\right), \quad \chi_p^2 = -\frac{2}{1-\nu} \left(\frac{\omega^2}{V_p^2} - k^2\right).$$

Для определения постоянных интегрирования $C_1 \dots C_4$ воспользуемся следующими граничными условиями: на границе раздела между средами в точке $z = 0$ равны компоненты вектора смещений $u_r^m(r, 0) = u_r^p(r, 0)$ и тангенциальные компоненты тензора напряжений $T_{rz}^m(r, 0) = T_{rz}^p(r, 0)$; на нижней и верхней свободных поверхностях диска равны нулю тангенциальные компоненты тензора напряжений $T_{rz}^p(r, -t_p) = 0$ и $T_{rz}^m(r, t_m) = 0$. Эти граничные условия приводят к системе из четырех уравнений, условия совместности которой дают дисперсионное соотношение в виде, аналогичном дисперсионному соотношению для пластинки [15],

$$Y_m \chi_m \operatorname{th}(\kappa_m) = Y_p \chi_p \operatorname{tg}(\kappa_p), \quad (11)$$

где $\kappa_m = \chi_m t_m$ и $\kappa_p = \chi_p t_p$ — безразмерные переменные. Соотношение (11) в неявном виде определяет зависимость частоты ω от волнового вектора k , которая в общем случае является нелинейной. В случае тонких

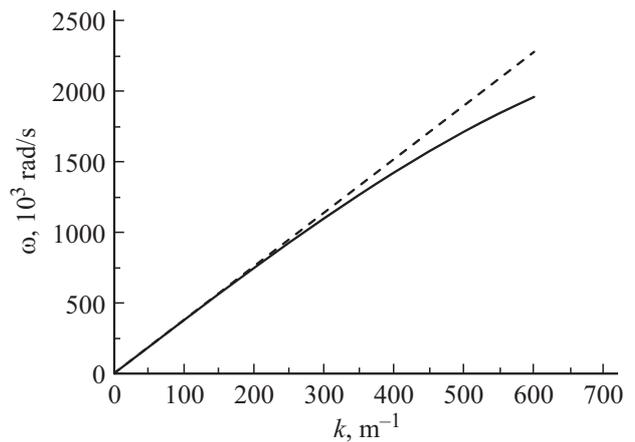


Рис. 2. Зависимость угловой частоты ω от волнового вектора k для структуры никель—цирконат—титанат свинца. Толщина магнетика $t_m = 1$ mm, толщина пьезоэлектрика $t_p = 2.5$ mm. Пояснение линий дано в тексте.

слоев, разлагая функции в ряд по малым параметрам, эту зависимость можно представить в виде

$$\omega = \bar{V}(1 + \delta)k, \quad (12)$$

где

$$\bar{V} = \sqrt{\frac{\bar{Y}}{\bar{\rho}(1-\nu^2)}}$$

— скорость распространения радиальных колебаний в структуре с усредненными параметрами, δ — поправка, описывающая отклонение от линейного соотношения между ω и k . Здесь $\bar{Y} = (Y_m t_m + Y_p t_p)/(t_m + t_p)$, $\bar{\rho} = (\rho_m t_m + \rho_p t_p)/(t_m + t_p)$ — средние значения модуля Юнга и плотности структуры. С учетом первых несчитающихся членов поправка δ определяется следующим выражением:

$$\delta = -\frac{(1+\nu)}{3} \times \frac{Y_m t_m [(\bar{V}/V_m)^2 - 1]^2 (k t_m)^2 + Y_p t_p [(\bar{V}/V_p)^2 - 1]^2 (k t_p)^2}{Y_m t_m + Y_p t_p}. \quad (13)$$

На рис. 2 сплошной линией представлена зависимость частоты ω от волнового вектора k , рассчитанная по формуле (12) для структуры никель—цирконат—титанат свинца с толщинами $t_m = 1$ mm и $t_p = 2.5$ mm соответственно, а штриховой линией — линейное соотношение между ω и k , определяемое выражением $\omega = \bar{V}k$. Как следует из рисунка, в области малых частот отклонение от линейной зависимости несущественно, поэтому при расчетах можно ограничиться упрощенным линейным соотношением. Однако в области электромеханического резонанса это отличие становится существенным, и для расчета резонансной частоты необходимо использовать нелинейное соотношение (12), дающее более точную

связь. Следует отметить, что похожая зависимость наблюдается в спектре акустических фононов.

С учетом полученного дисперсионного соотношения окончательно для постоянных интегрирования $C_1 \dots C_4$ получаем следующие выражения:

$$C_1 = 1, \quad C_2 = \exp(2\kappa_m), \quad C_3 = 1 + \exp(2\kappa_m), \\ C_4 = -(1 + \exp(2\kappa_m)) \operatorname{tg}(\kappa_p). \quad (14)$$

Недостающую постоянную интегрирования A найдем из условия механического равновесия, которое сводится к следующему уравнению на боковых поверхностях диска:

$$\int_{-t_p}^0 T_{rr}^p(R, z) dz + \int_0^{t_m} T_{rr}^m(R, z) dz = 0. \quad (15)$$

Используя это условие, для постоянной интегрирования A получим выражение в виде

$$A = \frac{1 + \nu}{\Delta} \frac{R}{1 + \exp(2\kappa_m)} \frac{d_{31} Y_p t_p E_3 + q_{31} Y_m t_m H_3}{Y_p t_p \frac{\operatorname{tg} \kappa_p}{\kappa_p} + Y_m t_m \frac{\operatorname{tg} \kappa_m}{\kappa_m}}, \quad (16)$$

где введены безразмерная переменная $\kappa = kR$ и обозначение $\Delta = \kappa J_0(\kappa) - (1 - \nu) J_1(\kappa)$.

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению, характеризующий эффективность преобразования магнитного поля в электрическое, определим как

$$\alpha_E = \langle E \rangle / H, \quad (17)$$

где $\langle E \rangle = U / (t_m + t_p)$ — среднее значение напряженности электрического поля в структуре, $U = \int_{-t_p}^0 E dz$ —

напряжения между обкладками образца. Проводя вычисления методом, описанным ранее в работе [15], для МЭ-коэффициента по напряжению при продольной ориентации полей получим выражение в виде

$$\alpha_E = \frac{2d_{31} q_{31} (1 + \nu) Y_p}{\varepsilon_{33} (1 - \nu)} \frac{t_p}{t_p + t_m} \\ \times \left[\frac{Y_m t_m \operatorname{tg} \kappa_p}{Y_p t_p \frac{\operatorname{tg} \kappa_p}{\kappa_p} + Y_m t_m \frac{\operatorname{tg} \kappa_m}{\kappa_m}} \right] \frac{J_1(\kappa)}{\Delta_a}, \quad (18)$$

где $K_p^2 = \frac{d_{31}^2 Y_p}{\varepsilon_{33} (1 - \nu)}$ — квадрат коэффициента электро-механической связи при радиальных колебаниях. В уравнении (18) введено обозначение

$$\Delta_a = \Delta (1 - K_p^2) + 2(1 + \nu) K_p^2 \\ \times \frac{Y_p t_p \operatorname{tg} \kappa_p}{Y_p t_p \frac{\operatorname{tg} \kappa_p}{\kappa_p} + Y_m t_m \frac{\operatorname{tg} \kappa_m}{\kappa_m}} J_1(\kappa). \quad (19)$$

Условие $\Delta_a = 0$ определяет значения волнового вектора, а следовательно, и значения частот, при которых происходит резонансное увеличение эффекта. Значения

этих частот в свою очередь зависят от дисперсионного соотношения между ω и k . Так, для описанной выше структуры никель—цирконат-титанат свинца диаметром $D = 10$ mm использование линейного соотношения дает резонансную частоту $f_{\text{res}} = 248$ kHz, в то время как использование более точного нелинейного соотношения дает значение $f_{\text{res}} = 234$ kHz. Эта разность значительно больше характерной полуширины резонансной кривой, что является хорошо различимым экспериментальным фактом.

Как видно из уравнения (18), в области низких частот значение МЭ-коэффициента по напряжению не зависит от частоты и определяется выражением

$$\alpha_E^{\text{Low}} = \frac{2d_{31} q_{31} Y_p}{\varepsilon_{33} (1 - \nu)} \frac{t_p}{t_p + t_m} \frac{Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m} \\ \times \frac{1}{1 - K_p^2 \left(1 - \frac{2Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m}\right)}. \quad (20)$$

Поскольку значение коэффициента электро-механической связи порядка $K_p \simeq 0.3$, величина последнего множителя в выражении (20) порядка единицы, и значение низкочастотного МЭ-коэффициента можно приближенно считать равным

$$\alpha_E^{\text{Low}} = \frac{2d_{31} q_{31} Y_p}{\varepsilon_{33} (1 - \nu)} \frac{t_p}{t_p + t_m} \frac{Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m}. \quad (21)$$

Это выражение отличается от выражения для низкочастотного МЭ-коэффициента, полученного в работе [15] для пластинки, множителем $2/(1 - \nu)$, что обусловлено геометрией задачи.

В области электро-механического резонанса в отличие от случая, когда пренебрегают неоднородностью распределения амплитуды по толщине, выражение, стоящее в квадратных скобках в уравнении (18), возрастает с увеличением частоты, в результате чего происходит увеличение МЭ-коэффициента, которое физически имеет нерезонансную природу. Так, например, для данной структуры значение этого коэффициента возрастает от значения 0.56 в низкочастотной области спектра до значения 0.68 на частоте 200 kHz, что составляет 20% по сравнению с его первоначальным значением.

3. Поперечный эффект

При поперечном эффекте в отличие от продольного направления поля подмагничивания \mathbf{H}_{bias} и переменного магнитного поля \mathbf{H} перпендикулярны направлению поляризации \mathbf{P} . Для определенности будем считать, что поле подмагничивания и переменное магнитное поле направлены вдоль оси X . Поскольку колебания магнетика распространяются радиально, в том числе и вдоль оси, в этом случае напряженность переменного магнитного поля будет зависеть от координаты x . Это приводит к тому, что при подстановке в уравнение движения компонент

для тензора напряжений необходимо учитывать члены с пространственными производными от напряженности магнитного поля, что является весьма неудобным. Этого можно избежать, если вместо переменной \mathbf{H} использовать индукцию переменного магнитного поля \mathbf{B} . В этом случае уравнения для тензора напряжений магнитоэлектрической фазы запишутся в следующем виде:

$$T_{rr}^m = \frac{B Y_m}{(1-\nu^2)} \left[S_{rr}^m + \nu S_{\theta\theta}^m - (1+\nu) \times \left(q_{11}^B (\cos^2 \theta + \nu \sin^2 \theta) + q_{12}^B (\nu \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) \right) B_1 \right], \quad (22)$$

$$T_{\theta\theta}^m = \frac{B Y_m}{(1-\nu^2)} \left[\nu S_{rr}^m + S_{\theta\theta}^m - (1+\nu) \times \left(q_{11}^B (\nu \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) + q_{12}^B (\cos^2 \theta + \nu \sin^2 \theta) \right) B_1 \right], \quad (23)$$

при этом члены, содержащие производную $\frac{\partial B_x}{\partial x}$, будут равны нулю вследствие уравнения $\text{div } \mathbf{B} = 0$. Здесь $B Y_m, q_{ij}^B$ — модуль Юнга и пьезомагнитные коэффициенты, определенные при условии постоянства индукции магнитного поля. Проводя вычисления, аналогичные вычислениям, приведенным выше, для МЭ-коэффициента по напряжению при поперечной ориентации полей получим следующее выражение:

$$\alpha_E^T = \frac{2d_{31}(B q_{11} + B q_{12})\mu_{\text{eff}}(1+\nu)Y_p}{\epsilon_{33}(1-\nu)} \frac{t_p}{t_p + t_m} \times \left[\frac{B Y_m t_m}{Y_p t_p \frac{\text{tg } \kappa_p}{\kappa_p} + B Y_m t_m \frac{\text{th } \kappa_m}{\kappa_m}} \frac{\text{tg } \kappa_p}{\kappa_p} \right] \frac{J_1(\kappa)}{\Delta_a}, \quad (24)$$

где μ_{eff} — эффективная магнитная проницаемость среды, методика определения которой представлена в работе [14]. Следует отметить, что резонансные частоты при поперечной и продольной ориентации совпадают. Это объясняется тем, что в обоих случаях возбуждаются радиальные колебания, резонансные частоты которых определяются механическими характеристиками среды и не зависят от способа их возбуждения.

4. Трехслойная структура

Наряду с двухслойной структурой магнетик–пьезоэлектрик при исследовании МЭ-эффекта довольно часто используется трехслойная структура типа магнетик–пьезоэлектрик–магнетик. Использование симметричной трехслойной структуры по сравнению с несимметричной двухслойной позволяет более четко выделить эффект, обусловленный радиальными колебаниями, и избежать вклада, обусловленного изгибными колебаниями. Схематическое изображение трехслойной симметричной структуры приведено на рис. 3. В этом случае уравнения для тензора напряжений и уравнения

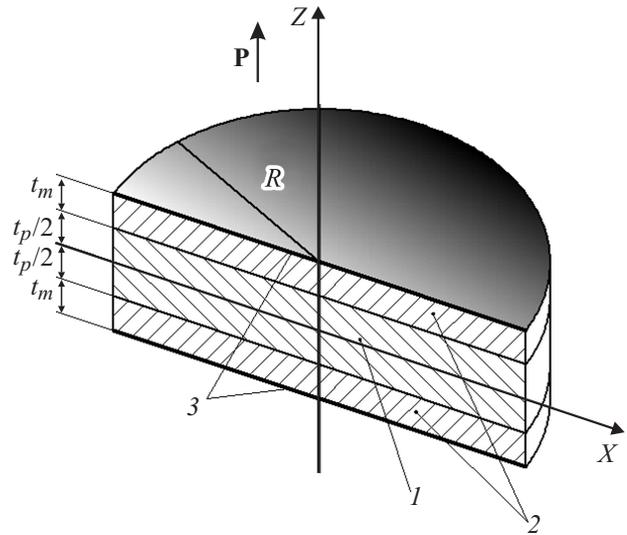


Рис. 3. Схематическое изображение трехслойной структуры. 1 — пьезоэлектрик, 2 — магнетик, 3 — электроды.

движения магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фаз будут точно такие же, как и для двухслойной структуры. Отличия будут граничные условия, которые заключаются в равенстве нулю тангенциальных напряжений на верхней и нижней поверхностях образца, т.е. $T_{rz}^m(r, \pm(t_m + t_p/2)) = 0$, и равенстве смещений и тангенциальных напряжений на границе раздела между фазами, т.е. $u_r^m(r, \pm t_p/2) = u_r^p(r, \pm t_p/2)$ и $T_{rz}^m(r, \pm t_p/2) = T_{rz}^p(r, \pm t_p/2)$. Поскольку возбуждение колебаний в пьезоэлектрике осуществляется посредством передачи колебаний через границу раздела от магнитоэлектрической фазы симметричным относительно начала координат образом, очевидно, что в центре пьезоэлектрика, т.е. в точке $z = 0$ амплитуда колебаний будет иметь экстремум, что означает $\frac{\partial u_r^p(r, z)}{\partial z} = 0$. Равенство нулю производной дает с учетом взаимосвязи между тангенциальной компонентой тензора напряжений и деформаций, определяемой уравнением (6), равенство нулю тангенциальной компоненты тензора напряжений в точке $z = 0$. Таким образом, задача о трехслойной структуре сводится к задаче о двухслойной структуре с толщиной магнетика t_m и толщиной пьезоэлектрика, равной $t_p/2$.

5. Эксперимент

Для экспериментального исследования МЭ-эффекта были изготовлены трехслойные структуры состава пермендюр–цирконат-титанат свинца–пермендюр (Pе–PZT–Pе) в форме диска диаметром $D = 8.5 \text{ mm}$. Толщина пьезоэлектрика была равна $t_p = 0.39 \text{ mm}$, слои пермендюра имели толщину $t_m = 0.19 \text{ mm}$ каждый. Образцы изготовлены методом склеивания с помощью эпоксидного клея, толщина которого составляла величину

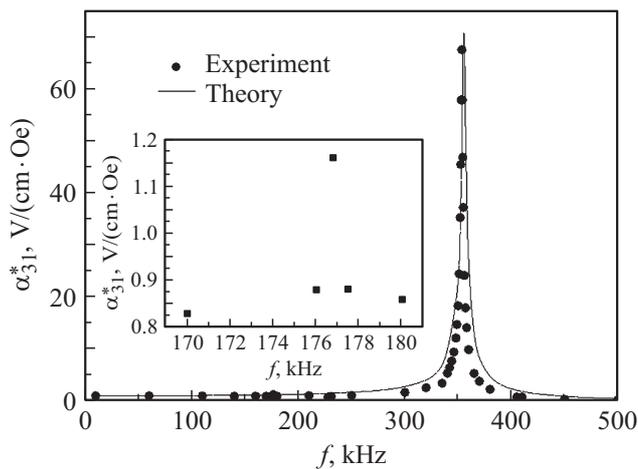


Рис. 4. Частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента по напряжению для трехслойной структуры пермендюр–цирконат-титанат свинца–пермендюр. Сплошная линия — теория, точки — эксперимент. Толщина пьезоэлектрика $t_p = 0.39$ mm, толщина каждого слоя пермендюра $t_m = 0.19$ mm.

ну порядка 0.015 mm. Перед проведением измерений образцы первоначально поляризовались при температуре 420 K и охлаждались до комнатной температуры в электрическом поле напряженностью 30 kV/m. Для исследования МЭ-эффекта использовался метод, основанный на измерении переменного напряжения, возникающего на образце, который находится в подмагничивающем поле, при наложении на него переменного магнитного поля. При измерениях условие разомкнутой цепи выполнялось достаточно хорошо. Полное входное сопротивление (активное и емкостное) предусилителя более чем на порядок превышало полное сопротивление образца.

Сначала исследовалась полевая зависимость низкочастотного МЭ-сигнала. Для этого при постоянном значении напряженности переменного магнитного поля порядка $H = 1$ Oe измерялась зависимость МЭ-коэффициента от величины подмагничивающего поля. Полевая зависимость имела хорошо выраженный максимум, который обусловлен зависимостью коэффициента магнитоэлектрики от магнитного поля. Для поперечного эффекта этот максимум наблюдался при величине поля подмагничивания $H_{\text{bias}} = 120$ Oe, что хорошо согласуется с результатами работы [17]. Затем при величине поля подмагничивания, соответствующего максимуму эффекта, исследовалась частотная зависимость МЭ-коэффициента в области электромеханического резонанса. Результаты измерений и теоретические расчеты частотной зависимости МЭ-эффекта для трехслойной структуры $\text{Pb}-\text{PZT}-\text{Pb}$ представлены на рис. 4. При расчете использовались параметры материалов, взятые из работы [18]. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласование теоретических и экспериментальных результатов. На частоте $f_{\text{res}} = 353.5$ kHz фиксируется

резонансное увеличение эффекта, величина которого в максимуме достигает значения $\alpha_{E \text{ max}}^T = 68$ V/(cm · Oe). Следует отметить, что на частоте, ровно вдвое меньшей (вставка к рисунку), также наблюдается незначительное пиковое увеличение эффекта. Это увеличение эффекта связано с резонансным усилением квадратичного МЭ-эффекта [19–21], которое происходит на частоте, в 2 раза меньшей, чем у основного резонанса.

6. Заключение

Магнитоэлектрический эффект в магнитоэлектрично-пьезоэлектрических слоистых структурах возникает в результате механического взаимодействия слоев, которое осуществляется посредством тангенциальных напряжений, сопровождающихся деформациями сдвига. Это приводит к неоднородному изменению амплитуды колебаний в направлении, перпендикулярном границе раздела. Условие совместности решений уравнения движения для магнитоэлектричной и пьезоэлектрической фаз, вытекающее из граничных условий, приводит к нелинейному соотношению между частотой и волновым числом. В случае низких частот это соотношение переходит в линейное соотношение, имеющее место для распространения упругих волн в среде с усредненными параметрами. Однако в области электромеханического резонанса имеется значительное отклонение от линейности, поэтому для расчета резонансных частот необходимо использовать более точное нелинейное соотношение. Проведенное сравнение с экспериментальными результатами показало хорошее согласие теории и экспериментальных результатов.

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. ГИФМЛ, М. (1959). 532 с.
- [2] И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **37**, 881 (1959).
- [3] Д.Н. Астров. ЖЭТФ **40**, 1035 (1961).
- [4] V.J. Folen, G.T. Rado, E.W. Stalder. Phys. Rev. Lett. **6**, 607 (1961).
- [5] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. УФН **182**, 593 (2012).
- [6] S. Dong, J.-F. Li, D. Viehland. Appl. Phys. Lett. **85**, 2307 (2004).
- [7] G. Harshe, J.O. Dougherty, R. E. Newnham. Int. J. Appl. Electromagn. Mater. **4**, 145 (1993).
- [8] M.I. Bichurin, V.M. Petrov, G. Srinivasan. Phys. Rev. B **68**, 054402 (2003).
- [9] I.A. Osaretin, R.G. Rojas. Phys. Rev. B **82**, 174415 (2010).
- [10] D.A. Filippov, M.I. Bichurin, C.W. Nan, J.M. Liu. J. Appl. Phys. **97**, 113910 (2005).
- [11] G.J. Wu, R. Zhang, L. Zhang, H. Zhu, N. Zhang. J. Appl. Phys. **113**, 214105 (2013).
- [12] Д.А. Филиппов. Письма в ЖТФ **30**, 23, 24 (2004).
- [13] Д.А. Филиппов. ФТТ **47**, 1082 (2005).
- [14] М.И. Бичурин, В.М. Петров, С.В. Аверкин, А.В. Филиппов. ФТТ **52**, 1975 (2010).

- [15] Д.А. Филиппов, В.М. Лалетин, Т.А. Galichyan. ФТТ **55**, 1728 (2013).
- [16] C.W. Nan, M.I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, G. Srinivasan. J. Appl. Phys. **103**, 031 101 (2008).
- [17] G. Sreenivasulu, L.Y. Fetisov, Y.K. Fetisov, G. Srinivasan. Appl. Phys. Lett. **100**, 052 901 (2012).
- [18] V.M. Petrov, G. Srinivasan, M.I. Bichurin, T.A. Galkina. J. Appl. Phys. **105**, 063 911 (2009).
- [19] В.М. Лалетин, Д.А. Филиппов, Т.О. Фирсова. Письма в ЖТФ **40**, 6, 11 (2014).
- [20] Д.А. Филиппов, В.М. Лалетин, Т.О. Фирсова. ФТТ **56**, 944 (2014).
- [21] D.A. Burdin, D.V. Chashin, N.A. Ekonomov, L.Y. Fetisov, Y.K. Fetisov, G. Srinivasan, G. Sreenivasulu. J. Magn. Magn. Mater. **358–359**, 98 (2014).