

Thermal conductivity of heterogeneous materials. Part I. The model of a structure of heterogeneous materials with interpenetrative components

S. G. Zhironov, A. A. Koptelov, Yu. M. Milekhin

SOYUZ Federal Center of Dual-use Technologies, Dzerzhinsky city, Moscow region, Russia

Proposed is the probabilistic model of a material structure, which reflects a chaotic character of allocation of particles of filling compounds in a matrix, with the sizes of particles distributing under an arbitrary law. The surveyed model is the basis for making the fundamentally new approach to calculation of an effective thermal conductivity of heterogeneous materials with interpenetrative components.

УДК 537.9

Магнитоэлектрический эффект в гомогенных и гетерогенных феррит-пьезоэлектрических композитах в области электромеханического резонанса

Д. А. Филиппов

Новгородский государственный университет, Великий Новгород, Россия

Представлена теория магнитоэлектрического эффекта в гомогенных и гетерогенных композиционных материалах (КМ) на основе феррит-пьезоэлектриков. Используя материальные уравнения и уравнения движения, получено выражение для частотной зависимости магнитоэлектрического коэффициента. Показано, что величина магнитоэлектрического взаимодействия сильно возрастает на частоте электромеханического резонанса. Представлены результаты расчета магнитоэлектрического коэффициента для КМ на основе никелевой феррошпинели-цирконата титана-та свинца (ЦТС) и для КМ на основе D-терфенола — ЦТС.

Композиционные магнитоэлектрические (МЭ) материалы представляют собой механически взаимодействующие смеси магнитострикционной и пьезоэлектрической компонент. По технологии изготовления принято различать объемные и многослойные (multilayer) КМ. Объемные феррит-пьезоэлектрические КМ представляют собой внедрение одной фазы в объем другой, многослойные — поочередное чередование ферритовых и пьезоэлектрических слоев. Характерным геометрическим размером в объемных КМ является размер зерен, а в многослойных — толщина слоев. Если масштабы изменения внешних воздействий много больше характерных размеров КМ, то такие материалы можно рассматривать как гомогенные среды с некоторыми эффективными параметрами [1]. В противоположном случае процессы в магнитной и пьезоэлектрической фазах необходимо рассматривать отдельно с учетом граничных условий.

МЭ-эффект в КМ относится к эффектам второго порядка. По отдельности его нет ни в ферритовой, ни в пьезоэлектрической фазе. Наличие МЭ-эффекта в КМ обусловлено механи-

ческим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрической подсистем. В магнитном поле вследствие магнитострикции в ферритовой компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу и благодаря пьезоэффекту вызывают поляризацию. В области электромеханического резонанса величина МЭ-эффекта резко возрастает [2—6]. В работах [5, 6] представлены теория, основанная на методе эффективных параметров КМ, и экспериментальные результаты для образцов в форме диска и пластинки для планарных мод колебаний. Эта теория применима тогда, когда материал можно считать однородной средой, т. е. толщина слоев в многослойных или размер зерен в объемных КМ много меньше длины акустической волны. В работе [4] приведены результаты измерения частотной зависимости МЭ-коэффициента гибридных образцов, представляющих собой механическое соединение магнитострикционного композита на основе D-терфенола и пьезоэлектрического КМ на основе ЦТС. Размеры ферритовой и пьезоэлектрической пластинок были 6,8×6,2×0,7 мм и

9,1×6,2×0,7 мм, соответственно. В этом случае КМ уже нельзя считать однородной средой, и указанная выше теория неприменима. В работе [7] проведено численное моделирование МЭ-эффекта в такой структуре. Результаты численного моделирования показали, что наблюдается увеличение МЭ-коэффициента в области электромеханического резонанса. Однако, как связана частота резонанса и величина коэффициента с геометрическими размерами образца и параметрами материала в этой работе не представлено. В данной работе получено выражение для МЭ-коэффициента через параметры, характеризующие материал, и проанализирована его частотная зависимость. Рассмотрены образцы в форме полосок из гомогенного и гетерогенного КМ.

Магнитоэлектрический эффект в гомогенном композиционном материале

Вначале в качестве модели рассмотрим прямоугольный образец в виде полоски из гомогенного КМ, длина которого L много больше его ширины W и толщины d . На верхней поверхности образца нанесены узкие металлические контакты, ширина которых много меньше длины образца (рис. 1). Пусть образец поляризован вдоль длины, направление которой выберем в качестве оси Z . Магнитные поля (постоянное подмагничивающее и переменное с частотой ω) могут или совпадать с направлением поляризации (продольная ориентация полей), или быть направлены перпендикулярно ей, вдоль оси X (поперечная ориентация полей). Будем считать все поверхности образца свободными. В соответствии с этим нормальные составляющие компонент тензора напряжений будут равны нулю на поверхностях. Так как образец тонкий и узкий, то можно считать, что компоненты напряжений T_1 и T_2 равны нулю не только на поверхности, но и в объеме образца, и отличной от нуля компонентой тензора напряжений будет только T_3 . В соответствии с этим при продольной ориентации полей для интересующих нас компонент тензора деформаций S_i и индукции электрического поля D_i имеем уравнения

$$S_3 = s_{33}T_3 + d_{33}E_3 + q_{33}H_3; \quad (1)$$

$$D_3 = \epsilon_{33}E_3 + d_{33}T_3 + m_{33}H_3,$$

где s_{ij} — эффективные модули податливости КМ; d_{ij} и q_{ij} — эффективные пьезоэлектрический и пьезомагнитный модули;

ϵ_{ij} и m_{ij} — эффективные диэлектрическая и магнитоэлектрическая восприимчивости;

E_3 и H_3 — z -проекции векторов напряженности электрического и магнитного полей.

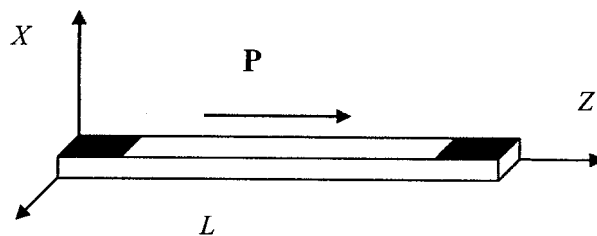


Рис. 1. Схематичное изображение образца в форме полоски. Стрелка указывает направление поляризации

В дальнейшем будем рассматривать разомкнутый образец, т. е. $D_3 = 0$. В этом случае z -проекция вектора напряженности связана с механическими напряжениями и напряженностью магнитного поля соотношением

$$E_3 = -(d_{33}T_3 + m_{33}H_3)/\epsilon_{33}. \quad (2)$$

Выражая из (1) тензор механических напряжений с учетом (2), имеем

$$T_3 = (S_3 - q_{33}^*/s_{33}^*), \quad (3)$$

где введены обозначения $q_{33}^* = q_{33} - m_{33}d_{33}/\epsilon_{33}$; $s_{33}^* = s_{33}(1 - K_p^2)$, здесь $K_p^2 = d_{33}^2/(s_{33}\epsilon_{33})$ — квадрат коэффициента электромеханической связи.

Подставляя выражение для T_3 в уравнения движения, получим уравнение для z -проекции смещения точек среды, решение которого с учетом того, что левая и правая поверхности образца свободные, имеет вид

$$u_z(z) = (q_{33}^* H_3/k) (\sin(kz) - \operatorname{tg}(\kappa)\cos(kz)), \quad (4)$$

где $k = (\rho s_{33}^*)^{1/2}\omega$, $\kappa = kd/2$.

Возникающую вследствие пьезоэффекта напряженность электрического поля найдем из уравнения (2). Подставляя (3) в (2) с учетом решения (4) для u_z , получим выражение для $E_z(z)$ в виде

$$E_z(z) = -((d_{33}q_{33}^*/\epsilon_{33}s_{33}^*) (\cos(kz) + \operatorname{tg}(\kappa)\sin(kz)) + m_{33}/\epsilon_{33})H_3. \quad (5)$$

Разность потенциалов между электродами найдем, интегрируя выражение (5) по длине образца. На практике измеряют разность потенциалов V между электродами, находят среднее значение напряженности поля $E = V/d$ и приводят значение магнитоэлектрического коэффициента как отношение $\alpha_E = (V/d)/H$. Выполняя интегрирование для МЭ-коэффициента, после несложных преобразований получим выражение

$$\alpha_{E,L} = -((d_{33}q_{33}^*/\epsilon_{33}s_{33}^*) \operatorname{tg}(\kappa)/\kappa + m_{33}/\epsilon_{33}). \quad (6)$$

Как видно из выражения (6), при значении безразмерного параметра $\kappa = \pi/2 + \pi l$ имеется резонансное увеличение МЭ-коэффициента, величина которого при продольной ориентации полей прямо пропорциональна произведению пьезоэлектрического d_{33} и пьезомагнитного q_{33} модулей и обратно пропорциональна диэлектрической проницаемости материала ϵ_{33} и модулю

податливости s_{33}^* . Реально в таких структурах всегда присутствуют потери, связанные в первую очередь с потерями в контактах. Эти потери определяют ширину резонансной линии и ограничивают пиковое значение МЭ-коэффициента. Их можно учесть через коэффициент затухания, представив k либо ω комплексными величинами. Воспользуемся вторым способом, представив круговую частоту в виде $\omega = \omega' + i\chi$, где χ — параметр, характеризующий затухание.

При поперечной ориентации электрического и магнитного полей образец поляризован вдоль оси Z , а постоянное и переменное магнитные поля направлены перпендикулярно направлению поляризации, вдоль оси X . В этом случае в выражении для МЭ-коэффициента вместо q_{33}^* бу-

дет стоять q_{31}^* , вместо $m_{33} - m_{31}$. Изменится только величина коэффициента, частотная зависимость останется без изменений. На рис. 2 приведена расчетная зависимость МЭ-коэффициента для многослойного КМ, состоящего из 11 слоев никелевой феррошпинели по 13 мкм каждый и 10 слоев пьезокерамики ЦТС по 26 мкм каждый. Длина образца $L = 1$ см. При расчетах использовались следующие значения параметров: $s_{33} = 6,9 \cdot 10^{-12}$ м²/Н, $q_{33} = -86,7 \cdot 10^{-12}$ м/А, $d_{33} = 51,5 \cdot 10^{-12}$ м/В, $\epsilon_{33}/\epsilon_0 = 28$, $m_{33} = -97,2 \cdot 10^{-12}$ с/м, коэффициент затухания $\chi = 10\,000$ рад/с.

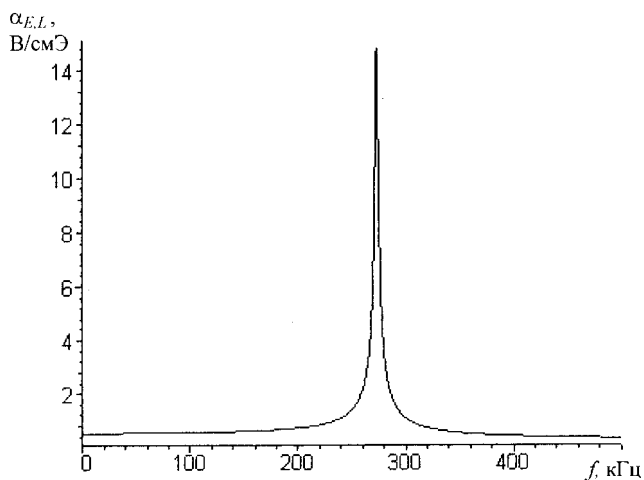


Рис. 2. Частотная зависимость МЭ-коэффициента для гомогенной полоски из КМ на основе никелевой феррошпинели — ЦТС

Как следует из рис. 2, на частоте 270 кГц наблюдается резонансное увеличение эффекта. Пиковое значение коэффициента достигает величины более чем 10 В/смЭ, что значительно превосходит низкочастотное значение коэффициента в известных до сих пор МЭ-материалах [8].

Магнитоэлектрический эффект в гетерогенном композиционном материале

В качестве модели рассмотрим образец из гибридного КМ, склеенного из тонкой магнитоэлектрической пластинки длиной L_1 и пьезоэлектрической пластинки длиной L_2 (рис. 3). Образцы такой конструкции использовались в эксперименте [4]. Толщину соединительного клея будем считать пренебрежимо малой. На нижней и верхней поверхностях пьезоэлектрической пластинки нанесены тонкие металлические контакты.

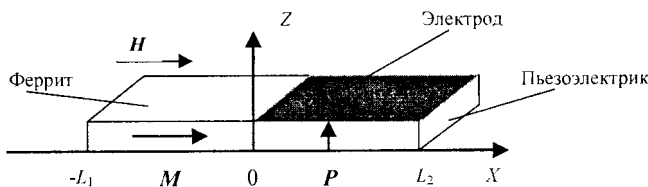


Рис. 3. Схематическое изображение образца из гетерогенного КМ

Пусть образец поляризован по нормали к плоскостям контактов (ось Z). Магнитные поля (постоянное подмагничивающее и переменное с частотой ω) направлены перпендикулярно к направлению поляризации, вдоль оси X (поперечная ориентация полей).

Как и раньше, будем считать, что толщина и ширина пластинки много меньше ее длины. Поскольку грани пластинки свободные, а пластинка тонкая и узкая, то можно считать, что компоненты напряжений T_2 и T_3 равны нулю не только на поверхностях, но и во всем объеме, и отличной от нуля компонентой тензора напряжений будет только T_1 . Верхняя и нижняя грани пьезоэлектрической пластинки представляют собой эквипотенциальные поверхности, следовательно, отличной от нуля компонентой вектора напряженности электрического поля будет только E_z . Уравнения для тензора деформаций ${}^m S_i$ в магнитоэлектрической пластинке и для тензора деформаций ${}^p S_i$ и индукции электрического поля D_i в пьезоэлектрике имеют вид

$${}^m S_1 = {}^m s_{11} {}^m T_1 + {}^m q_{11} H_1;$$

$${}^p S_1 = {}^p s_{11} {}^p T_1 + {}^p d_{31} E_3;$$

$$D_3 = {}^p \epsilon_{33} E_3 + {}^p d_{31} {}^p T_1,$$

где ${}^m s_{11}$, ${}^p s_{11}$ — компоненты тензора податливости магнетика и пьезоэлектрика, соответственно; ${}^p \epsilon_{33}$ — компонента тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика;

${}^p d_{31}$, ${}^m q_{11}$ — пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты, соответственно.

Решение дифференциального уравнения для x -проекции вектора смещения среды магнетика ${}^m u_x$, и пьезоэлектрика ${}^p u_x$ запишем в виде

$${}^m u_x(x) = A_1 \cos({}^m kx) + B_1 \sin({}^m kx);$$

$${}^p u_x(x) = A_2 \cos({}^p kx) + B_2 \sin({}^p kx),$$

где ${}^m k = \omega ({}^m \rho {}^m s_{11})^{1/2}$;

${}^p k = \omega ({}^p \rho {}^p s_{11})^{1/2}$;

${}^m \rho$, ${}^p \rho$ — плотности магнетика и пьезоэлектрика, соответственно;

постоянные A_1 , A_2 , B_1 и B_2 находятся из граничных условий.

Полагая контакт между фазами идеальным, а левую грань магнетика и правую грань пьезоэлектрика свободными, имеем следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} {}^m u_x(0) &= {}^p u_x(0), \quad {}^m T_1(0) = {}^p T_1(0), \\ {}^m T_1(-L_1) &= 0, \quad {}^p T_1(L_2) = 0. \end{aligned}$$

Возникающую вследствие деформаций напряженность электрического поля в пьезоэлектрике найдем из уравнения (8) с использованием условия разомкнутой цепи, а именно

$$\int_0^W dy \int_0^{L_2} D_3(x) dx = 0, \quad (9)$$

где W — ширина образца.

Выражая из (7) компоненты тензора напряжений через тензоры деформаций с учетом решения для ${}^p u_x$ и подставляя сначала в (8), а затем получившееся выражение в (9), получим уравнение для E_z . Используя определение магнитоэлектрического коэффициента как $E_3 = \alpha_{E,T} H_1$, получим для него следующее выражение:

$$\alpha_{E,T} = -\frac{d_{31} q_{11}}{{}^p \epsilon_{33} {}^m s_{11} \Delta_a} \frac{\operatorname{tg}(\kappa_2 / 2)}{\kappa_2} \frac{1}{1 - \cos(\kappa_1)}, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_a &= \left(1 - K_{31}^2 \left(1 + \frac{\operatorname{tg}(\kappa_2 / 2)}{\kappa_2} \right) \right) \left(1 + \gamma \frac{\operatorname{tg}(\kappa_1)}{\operatorname{tg}(\kappa_2)} \right) + \\ &+ \left(1 + \gamma \frac{\operatorname{tg}(\kappa_1)}{\sin(\kappa_2)} \right) \frac{\operatorname{tg}(\kappa_2 / 2)}{\kappa_2}. \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения: $\kappa_1 = {}^m k L_1$, $\kappa_2 = {}^p k L_2$, $\gamma = ({}^m \rho {}^p s_{11} / {}^p \rho {}^m s_{11})^{1/2}$, $K_{31}^2 = d_{31}^2 / ({}^p \epsilon_{33} {}^p s_{11})$ — квадрат коэффициента электромеханической связи пьезоэлектрика при планарных колебаниях.

Из выражения (10) для МЭ-коэффициента следует, что при частотах, когда $\Delta_a = 0$, наблюдается резонансное увеличение МЭ-коэффициента. Эти частоты определяются геометрией и параметрами образца в целом и не совпадают с резонансными частотами магнетика и пьезоэлектрика в отдельности.

Для количественной оценки величины эффекта воспользуемся параметрами КМ, приведенными в [7]. Выражая обычным способом модули податливости через модули упругости, мы

получим следующие значения параметров: магнетик — ${}^m s_{11} = 0,454 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{Н}$, $q_{11} = 19,7 \cdot 10^{-10} \text{ м/А}$, ${}^m \rho = 9200 \text{ кг/м}^3$, $L_1 = 7 \text{ мм}$; пьезоэлектрик — ${}^p s_{11} = 0,178 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{Н}$, $d_{31} = -1,82 \cdot 10^{-10} \text{ м/В}$, ${}^p \rho = 7700 \text{ кг/м}^3$, ${}^p \epsilon_{33} = 1800$, $L_2 = 9,1 \text{ мм}$. Параметр χ , характеризующий затухания, определим из условия, чтобы полуширина резонансной линии, рассчитанной теоретически, совпадала с полушириной экспериментальной кривой. Это условие дает для него значение $\chi = 10\,000 \text{ рад/с}$. Теоретическая частотная зависимость МЭ-коэффициента, рассчитанная по формуле (21) в [7], приведена на рис. 4.

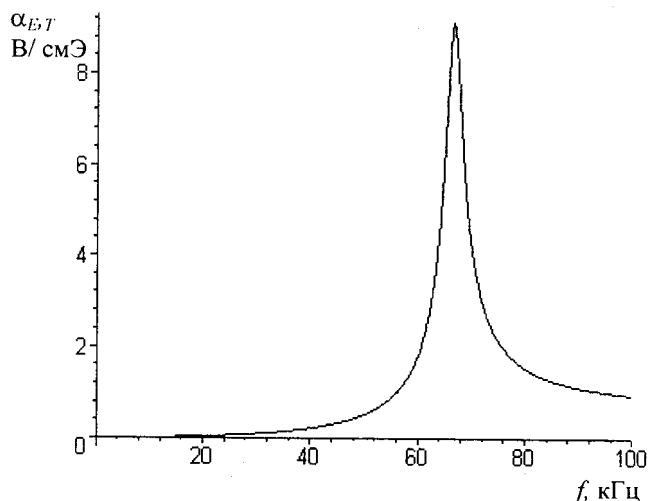


Рис. 4. Частотная зависимость МЭ-коэффициента для гетерогенной полоски из КМ на основе D-терфенола—ЦТС

Наблюдается очень хорошее качественное и количественное согласование теории и экспериментальных результатов, представленных в работе [4]. На частоте около 65 кГц наблюдается резонансное увеличение эффекта, причем величина МЭ-коэффициента достигает значения почти 10 В/смЭ, что на три порядка превышает его значение на частоте 10 кГц. На кратных частотах также появляются гармоники второго, третьего и т.д. порядков. Если бы увеличение эффекта было связано с резонансом в пьезоэлектрике, то это происходило бы на частоте 190 кГц, а если в магнетике — то на частоте 130 кГц. Следовательно, предсказываемое теорией и наблюдаемое в эксперименте резонансное увеличение МЭ-эффекта связано с электромеханическим резонансом образца в целом.

Заключение

В композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах вследствие механического взаимодействия подсистем возникает МЭ-эффект. В области электромеханического резонан-

са величина эффекта на несколько порядков превосходит его низкочастотное значение, что позволяет надеяться на практическое использование этого эффекта. Частота резонанса определяется в первую очередь геометрическими размерами образца, модулями податливости и плотностью материала. Величина эффекта пропорциональна пьезоэлектрическому и пьезомагнитному модулю и обратно пропорциональна модулю упругости и диэлектрической проницаемости материала. При поперечной ориентации электрического и магнитных полей величина эффекта, как правило, на порядок больше его значения при продольной ориентации полей. Это связано с меньшим значением размагничивающих коэффициентов и меньшими потерями в контактах вследствие индукционных токов.

Литература

1. Bichurin M. I., Petrov V. M., Srinivasan G. // J. Appl. Phys., 2002. V. 92. P. 7681.
2. Бичурин М. И., Филиппов Д. А., Петров В. М., Srinivasan G. Физика электронных материалов. Материалы международной конференции 1—4 октября 2002 года, Калуга, Россия. С. 309.
3. Filippov D. A., Bichurin M. I., Petrov V. M., Srinivasan G. // Bull. American Phys. Soc., 2003. V. 48. P. 214.
4. Wan J. G., Liu J.-M., Chand H. L. W., Choy C. L., Wang G. H., Nan C. W. // J. Appl. Phys., 2003. V. 93. P. 9916.
5. Bichurin M. I., Filippov D. A., Petrov V. M. et al. // Phys. Rev. B, 2003. V. 68. P. 132408.
6. Филиппов Д. А., Бичурин М. И., Петров В. М. и др. // ПЖТФ, 2004. Т. 30. № 1. С. 15.
7. Liu Y. X., Wan J. G., Liu J.-M., Nan C. W. // Appl. Phys., 2003. V. 94. P. 5111.
8. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. — М.: Мир, 1972.

Статья поступила в редакцию 6 января 2004 г.

Magnetoelectric effect in homogeneous and heterogeneous ferrite-piezoelectric composites in the region of electromechanical resonance

D. A. Filippov

Novgorod State University, Velikij Novgorod, Russia

The theory of magnetoelectric effect in homogeneous and heterogeneous ferrite-piezoelectric composites is submitted. Using constitutive equations and equations of a medium motion, the expression for frequency dependence of the magnetoelectric voltage coefficient is obtained. It is shown that, a magnitude of the magnetoelectric interaction increases on the electromechanical resonance frequency very strongly. The results of calculations of the magnetoelectric voltage coefficient for a nickel-ferrite spinel — PZT composite and for a D-Terfenol—PZT composite are presented.

УДК 621.371:621.396

Волновые процессы при отражении сверхширокополосных импульсов от плазменной и неоднородной сред

И. Ф. Будагян, П. В. Кукушкин

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

Осуществлено моделирование процессов распространения сверхширокополосных (сверхкоротких) электромагнитных импульсов с использованием преобразования Фурье-спектра излучаемого сигнала. Показано, что волновые процессы при отражении и прохождении импульсов в средах двух типов — дисперсионной (бесстолкновительной плазме) и неоднородной (дробно-линейной) — сходны между собой. Проведен анализ поведения распространяющихся коротких импульсов различной формы и исследованы факторы, влияющие на их искажение.

Сверхкороткие импульсы обладают при использовании в радиолокации рядом преимуществ. Среди них — отсутствие проблемы неоднозначности по дальности или скорости, возможность получения антенных систем с высокой угловой разрешающей способностью, повышен-

ная защищенность по отношению к активным и пассивным помехам, лучшая возможность селекции целей на фоне местности и т. д. [1—3]. При этом существенными являются вопросы распространения видеоимпульсов в разных средах.