01;05;08

Резонансное усиление пьезоэлектрических, диэлектрических и магнитоэлектрических констант неоднородных мультиферроиков в переменном электрическом поле

© Г.С. Радченко

Научно-исследовательский институт физики
Южного федерального университета, Ростов-на-Дону
E-mail: mailto:grig1980@mail.ru

Поступило в Редакцию 27 марта 2008 г.

Исследуется резонансный пьезоэлектрический эффект в многослойном керамическом композите. Получены выражения для эффективной диэлектрической проницаемости и пьезоэлектрического коэффициента для слоистого композита. Показано, что в области частот пьезоэлектрического резонанса эффективный отклик композита на внешнее воздействие может значительно усиливаться. Произведен учет пространственных колебаний электрического и магнитного поля при описании композита „ферромагнетик–пьезоэлектрик". Изучаются трансверсальный пьезомодуль, магнитоэлектрическая восприимчивость и диэлектрическая проницаемость слоистых мультиферроиков.

PACS: 75.80+q, 77.65.-j

Гетерогенные мультиферроики, обладающие магнитоэлектрическим эффектом, представляют особый интерес для применений в современной технике [1–7]. Это связано с возможностью достижения в них резонансного усиления эффективных магнитоэлектрических констант [1–7]. Например, в работе [5] предлагается инновационная технология по созданию магнитной читающей головки на основе магнитоэлектрического эффекта. В обзоре [4] обсуждается применение магнитоэлектрического эффекта для различных технологических применений (сенсоров, преобразователей, линий задержки и т. д.).

Самостоятельный интерес представляет связанный с акустическими колебаниями пьезоэлектрический эффект. Он используется в преобразователях [8] и гетерогенных композитных структурах [9–11], которые могут быть использованы в качестве последних. Такие материалы привлекают в последнее время повышенное внимание в связи с применением их в качестве ультразвуковых пребразователей [8], гидрофонов и т.д. Наиболее распространенным материалом для применения в преобразователях являются слоистые композитные системы [9–11]. Их несложно получить экспериментально, отклик таких систем легко модифицируется путем изменения содержания компонент. Это стимулирует работу над созданием теоретических моделей, способных адекватно прогнозировать электромеханические свойства гетерогенных образцов в области пьезорезонанса. Неразрывная связь пьезоэлектрического и магнитоэлектрического эффектов в композитных материалах стимулировала настоящее исследование.

В качестве модели рассмотрим слоистый пьезокомпозит. Он представляет собой тонкую пластинку длиной L, ширина и толщина компоненты много меньше ее длины [6]. Пластинка состоит из многих слоев двух разных пьезоэлектриков, изготовленных по керамической технологии. Слои размером не более $10-50\,\mu$m, что обеспечивает условие выполнения длинноволнового приближения. Образец поляризован по нормали к областям контактов (ось Z).

Четыре уравнения для тензора деформаций (1.1) и для вектора электрической индукции (1.2) компонент имеют вид, записанный ниже:

$$^{(1,2)}S_1(x) = {}^{(1,2)}s_{11}\,{}^{(1,2)}T_1(x) + {}^{(1,2)}d_{31}\,{}^{(1,2)}E_3(x), \tag{1.1}$$

$$^{(1,2)}D_3(x) = {}^{(1,2)}d_{31}\,{}^{(1,2)}T_1(x) + {}^{(1,2)}\varepsilon_{33}\,{}^{(1,2)}E_3(x). \tag{1.2}$$

Здесь индексы в скобках означают номера компонент и уравнений, $^{(1,2)}s_{11}$ — упругие податливости компонентов, $^{(1,2)}d_{31}$ — трансверсальные пьезомодули компонентов, $^{(1,2)}E_3(x)$ — электрические поля в компонентах, $^{(1,2)}T_1(x)$ — механические напряжения, $^{(1,2)}\varepsilon_{33}$ — диэлектрические проницаемости в z-направлении. Электрические поля в компонентах предполагаются зависимыми от координаты x.

Используя граничные условия $^1D_3(x) = {}^2D_3(x)$ и $^1S_1(x) = {}^2S_2(x)$ и проводя стандартные операции усреднения физических свойств, получаем выражение для вектора деформации $u(x)$ [1] и волнового числа $k(2)$:

$$k = \omega\sqrt{\rho\,\frac{\left({}^2d_{31}^2\nu\,{}^1s_{11} + {}^1d_{31}^2(1-\nu)^2 s_{11}\right) - \varepsilon\,{}^1s_{11}\,{}^2s_{11}}{d^2 - \varepsilon s}}. \tag{2}$$

[1] Выражение для $u(x)$ полностью характеризует продольную деформацию образца, громоздко и здесь не приводится.

Здесь ω — круговая частота приложенного электрического поля, ν — объемная концентрация первой компоненты, $\varepsilon = \nu^2\varepsilon_{33} + (1-\nu)^1\varepsilon_{33}$, $s = \nu^2 s_{11} + (1-\nu)^1 s_{11}$, $\rho = \nu^1\rho + (1-\nu)^2\rho$ (ρ — эффективная плотность композита) и $d = \nu^2 d_{31} + (1-\nu)^1 d_{31}$.

Константы A и B находим из граничных условий свободного образца [6]. Эффективная диэлектрическая проницаемость определяется из следующего выражения:

$$\varepsilon_{33}^* = \frac{\partial\left(\frac{1}{L}\int\limits_{\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}}\left(\nu^1 D_3(x) + (1-\nu)^2 D_3(x)\right)dx\right)}{\partial E^*} = \frac{\partial D_3^*}{\partial E^*}.$$

Здесь E^* — приложенное электрическое поле, D^* — средняя (эффективная) электрическая индукция. Формулы для найденных эффективных констант могут быть записаны в виде (3).

$$\varepsilon_{33}^* = \frac{\left(-d_1 d_2 + \frac{2\left({}^2d_{31}(1-\nu)d_1 + {}^1d_{31}\nu d_2\right)^2}{kL((\nu^2 d_{31} + (1-\nu)^1 d_{31})^2 - \varepsilon s)}\ \mathrm{tg}\left[\frac{kL}{2}\right]\right)}{\nu^1 s_{11} d_2 + (1-\nu)^2 s_{11} d_1},$$

$$d_{31}^* = \frac{2\left({}^2d_{31}(1-\nu)d_1 + {}^1d_{31}\nu d_2\right)\mathrm{tg}\left[\frac{kL}{2}\right]}{kL(d^2 - \varepsilon s)}. \tag{3}$$

Здесь k определяется формулой (2) и $d_1 = ({}^1d_{31})^2 - {}^1\varepsilon_{33}^1 s_{11}$, $d_2 = ({}^1d_{31})^2 - {}^2\varepsilon_{33}^2 s_{11}$.

Акустическое затухание учитывалось путем введения в рассмотрение комплексной круговой частоты $\omega = 2\pi f + i\chi$. Кооэффициент затухания χ предполагался равным 10000 rad/s, что характерно для рассматриваемых керамик.

На рис. 1 изображена частотная зависимость эффективного пьезомодуля композитной системы. На рис. 2 изображена концентрационная зависимость d_{31}^*. Видно, что два резонансных усиления эффективных пьезомодулей можно получить не только изменяя частоту приложенного поля, но и варьируя объемные концентрации компонент и параметры слоев. При некоторых частотах эффективная диэлтричекская проницаемость отрицательна. По результатам расчетов можно сделать вывод, что добавление в композит менее пьезоактивной компоненты повышает частоту резонанса, но пьезомодули по величине становятся меньше.

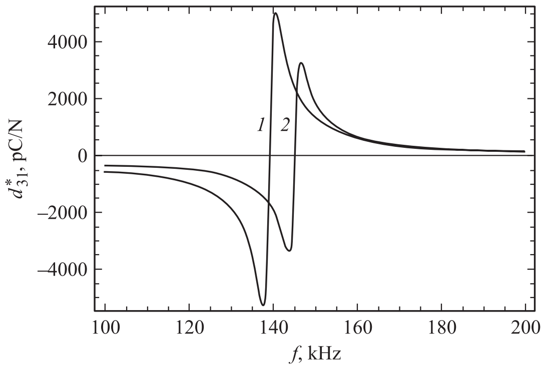

Рис. 1. Зависимости действительной части эффективного пьезомодуля d^*_{31} от частоты приложенного электрического поля для системы двух пьезокерамик: *1* — ПКР-73 (ПКР — пьезокерамика ростовская), *2* — PZT (цирконат−титанат свинца). Параметры модели: *1* — $\nu_{\mathrm{PZT}} = 0.2$; *2* — $\nu_{\mathrm{PZT}} = 0.95$; ${}^1\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 6000$; ${}^2\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 1750$; ${}^1s_{11} = 17.9 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$; ${}^2s_{11} = 15.3 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$; ${}^1d_{31} = -380\,\mathrm{pC/N}$; ${}^2d_{31} = -175\,\mathrm{pC/N}$; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Длина образца $L = 10\,\mathrm{mm}$; $\chi = 10\,000\,\mathrm{rad/s}$.

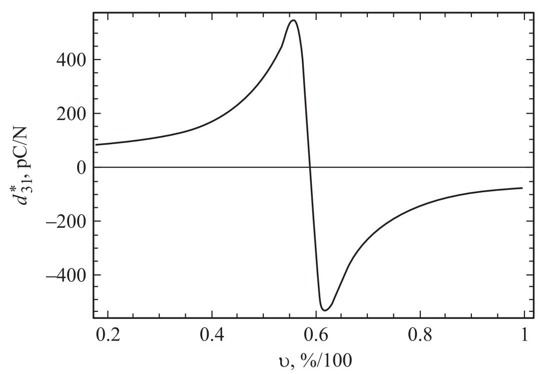

Рис. 2. Зависимость действительной части эффективного пьезомодуля d^*_{31} от концентрации PZT (в сотых долях процента объемного содержания компоненты PZT) для композитной системы двух пьезокерамик ПКР-73+PZT. Частота приложенного поля равна 1 MHz. Параметры модели: ${}^1\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 6000$; ${}^2\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 1750$; ${}^1s_{11} = 17.9 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$; ${}^2s_{11} = 15.3 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$; ${}^1d_{31} = -380\,\mathrm{pC/N}$; ${}^2d_{31} = -175\,\mathrm{pC/N}$. Длина образца $L = 10\,\mathrm{mm}$; $\chi = 10\,000\,\mathrm{rad/s}$.

Аналогично рассмотрим и композит „феррит–пьезоэлектрик". В работах [1–6] не учитывалось влияние на уравнения движения электрического и магнитного полей. Электрическая и магнитная связь между компонентами принималась во внимание только на низких частотах, а при колебаниях не рассматривалась. Здесь при расчетах, в отличие, например, от [6], предполагалось, что электрические и магнитные поля вместе с механическими полями зависят от координаты x и входят в уравнение движения.

Все исходные уравнения для модели запишутся в виде (4), представленном ниже:

$$
\begin{gathered}
D_3^m(x) = \varepsilon_{33}^m E_3^m(x), \quad D_3^p(x) = d_{31}^p T_1^p(x) + \varepsilon_{33}^p E_3^p(x), \\
S_1^m(x) = s_{11}^m T_1^m(x) + q_{31}^m H_3^m(x), \quad S_1^p(x) = s_{11}^p T_1^p(x) + d_{31}^p E_3^p(x), \\
B_3^m(x) = q_{31}^m T_1^m(x) + \mu_{33}^m H_3^m(x), \quad B_3^p(x) = \mu_{33}^p H_3^p(x), \\
\nu E_3^p(x) + (1-\nu) E_3^m(x) = E^*, \quad \nu H_3^p(x) + (1-\nu) H_3^m(x) = 0. \qquad (4)
\end{gathered}
$$

Здесь D_3^m и D_3^p — вектора электрической индукции для магнетика и пьезоэлектрика соответствено, H_3^m и H_3^p — вектора магнитного поля, S_1^m и S_3^p — компоненты тензоров деформаций, B_3^m и B_3^p — компоненты вектора магнитной индукции, ν — концентрация пьезоэлектрической фазы, E_3^m и E_3^p — компоненты вектора электрического поля, $s_{11}^{(m,p)}$ — упругие податливости компонент, d_{31}^p — трансверсальный пьезомодуль пьезофазы, $\varepsilon_{33}^{(m,p)}$ — диэлектрические проницаемости в z-направлении, q_{31}^m — пьезомагнитный коэффициент магнетика, $\mu_{33}^{(m,p)}$ — магнитная проницаемость компонент. Далее находим формулы (5) для эффективных констант и волнового вектора:

$$
d_{31}^* = \frac{\left(2 d_{31}^p \varepsilon_{33}^m \nu \left(\nu (q_{31}^m)^2 - \mu s_{11}^m\right)\right) \operatorname{tg}\left(\frac{k_m L}{2}\right)}{k_m L \left((d_{31}^p)^2 (1-\nu)^2 \mu + \varepsilon\left(\nu\left(\nu (q_{31}^m)^2 - \mu s_{11}^m\right)\right) - (1-\nu)\nu s_{11}^p\right)},
$$

$$
\alpha_{33}^* = -\frac{2 d_{31}^p \varepsilon_{33}^m \nu (1-\nu) \mu_{33}^p q_{31}^m \operatorname{tg}\left(\frac{k_m L}{2}\right)}{k_m L \left((d_{31}^p)^2 (1-\nu)^2 \mu + \varepsilon\left(\nu\left(\nu (q_{31}^m)^2 - \mu s_{11}^m\right)\right) - (1-\nu)\mu s_{11}^p\right)},
$$

$$
k_m = \omega \sqrt{\frac{\nu \rho^p + (1-\nu)\rho^m}{\frac{\nu\varepsilon}{s_{11}^p \varepsilon - (1-\nu)(d_{31}^p)^2} + \frac{\nu\mu}{s_{11}^m \mu - \nu (q_{31}^m)^2}}}. \qquad (5)
$$

Здесь $d_p = (d_{31}^p)^2 - \varepsilon_{33}^p s_{11}^p$, $\varepsilon = \nu \varepsilon_{33}^p + (1-\nu)\varepsilon_{33}^m$, $s = \nu s_{11}^p + (1-\nu) s_{11}^m$, $\mu = \nu \mu_{33}^p + (1-\nu)\mu_{33}^m$.

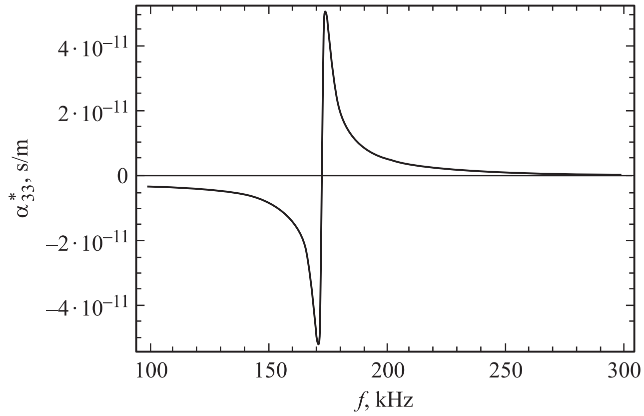

Рис. 3. Зависимость действительной части эффективной магнитоэлектрической восприимчивости α^*_{33} от частоты приложенного электрического поля системы пьезоэлектрик–ферромагнетик: *1* — ПКР-73, *2* — NFO (никелевая феррошпинель). Параметры модели: $\nu_m = 0.355$, $\varepsilon^p_{33}/\varepsilon_0 = 6000$, $\varepsilon^m_{33}/\varepsilon_0 = 10$, $s^p_{11} = 17.9 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$, $s^m_{11} = 6.5 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$, $d^p_{31} = -380\,\mathrm{pC/N}$, $q^m_{31} = 125\,\mathrm{m/A}$, $\mu^m_{33}/\mu_0 = 3$. Длина образца $L = 10\,\mathrm{mm}$; $\chi = 10\,000\,\mathrm{rad/s}$.

Частотная зависимость магнитоэлектрической восприимчивости показана на рис. 3.

Результаты расчетов для мультиферроиков показывают согласие с теорией [6] и экспериментом [6] на низких частотах. На высоких частотах, в области первого пьезорезонанса, наблюдаются небольшие (1–2%) количественные различия из-за учета в настоящей теории влияния электрического и магнитного зондирующих полей. С ростом частоты внешнего воздействия зондирующие поля начинают сильно осциллировать с координатой, что приводит к сильному различию с результатами [4,6] в области второго и более высоких резонансов.

Автор благодарен профессору В.П. Сахненко за постоянный интерес к работе.

Работа выполнена при поддержке гранта Южного федерального университета № 05/6-180.

Список литературы

[1] *Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M.* et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 132408.
[2] *Bichurin M.I., Petrov V.M., Kiliba Y.V.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 134404.
[3] *Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V.* et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 060408.
[4] *Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S.* et al. // J. of Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 031101.
[5] *Vopsaroiu M., Blackburn J., Cain M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 5027.
[6] *Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М.* и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. С. 15.
[7] *Zhai J., Jefang L., Bichurin M.I.* et al. // J. of Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 014102.
[8] *Островский И.В., Надточий А.Б., Коротченков О.А.* и др. // ЖТФ. 2003. Т. 73. С. 97.
[9] *Monsivais G., Otero J.A., Calas H.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 064101.
[10] *Monsivais G., Rodrigues-Ramos R., Esquivel-Sirvent R.* et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 174109.
[11] *Blacknurn J.F., Cain M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 227.