

05

Резонансное усиление эффективных свойств асимметричных пластинчатых структур

© Г.С. Радченко

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

Поступило в Редакцию 26 марта 2009 г.

Предлагается несложный теоретический подход к описанию асимметричных гетерогенных пластинчатых структур, находящихся под действием магнитного поля. Построена модель для описания наибольшей в природе экспериментально определенной магнитоэлектрической восприимчивости. Обнаружено существование значительного резонансного усиления магнитоэлектрических свойств в рассматриваемых структурах.

PACS: 75.80.+q, 77.65.-j

Исследование гетерогенных слоистых пластинчатых структур [1–5] имеет первостепенное значение для развития магнитоэлектричества. Это связано с тем, что такие структуры достаточно легко приготовить экспериментально и их магнитоэлектрический отклик легко модифицируется изменением состава компонент. Также высокое сопротивление керамики делает невозможным образование в таких структурах губительных для магнитной и пьезоэлектрической структур токов проводимости, в отличие от композитов других связностей. К недостаткам пластинчатых структур по сравнению со слоистыми композитами следует отнести большую подверженность вихревым высокочастотным токам в магнитоэлектрической компоненте.

В настоящее время симметричные структуры, в которых длины и площади компонент равны, теоретически исследованы достаточно подробно [1,3]. В связи с этим интерес исследователей вызывают асимметричные магнитоэлектрические [2,4] и пьезоэлектрические [6]

структуры, в которых длины или площади компонентов не равны между собой. В частности, в работе [2] экспериментально была обнаружена самая большая в природе магнитоэлектрическая восприимчивость ($3 \cdot 10^{-7}$ s/m). Однако в [2] не было предложено теоретической модели для описания полученных результатов. В литературе до сих пор отсутствует систематический теоретический подход к асимметричным структурам. Все это стимулировало настоящее исследование.

Рассматриваемая структура — это объект из работы [2]. Он состоит из двух пластин Терфенола- D , между которыми зажат образец керамики PZT. Из работы [2] неясны длины компонент, поэтому мы обратились к авторам [2]. Длина керамики PZT в эксперименте [2] была равна 16 mm, а длина пластин терфенола равнялась 14 mm.

Распространим модель [1] на асимметричные структуры, учитывая, что между компонентами существует только механическая связь. Основными уравнениями для компонент деформации S , электрической и магнитной индукций D и B соответственно через напряжения T будут следующие:

$$\begin{aligned} S_1^p(x) &= s_{11}^p T_1^p(x) + d_3^p E_3^{ind}, \\ D_3^p(x) &= d_{31}^p T_1^p(x) + \varepsilon_{33}^p E_3^{ind}, \\ B_1^m(x) &= q_{11}^m T_1^m(x) + \mu_{11}^m (H_1^{bias} + \delta H_1^{ac}), \\ S_1^m(x) &= s_{11}^m T_1^m(x) + q_{11}^m (H_1^{bias} + \delta H_1^{ac}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь s_{11}^p , d_{31}^p и ε_{33}^p — это упругая податливость, пьезокоэффициент и диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрика; s_{11}^m , q_{11}^m и μ_{33}^m — упругая податливость, магнитострикционный коэффициент и магнитная проницаемость феррита соответственно; H_1^{bias} и δH_1^{ac} — приложенное постоянное подмагничивающее (электромагнит) и слабое переменное магнитное поле (катушка Гельмгольца) соответственно; E_3^{ind} — индуцированное в пьезоэлектрике электрическое поле. В отличие от работы [7] мы предполагаем в соответствии с моделью [1] для пластинчатых структур, что электрическое поле целиком падает в пьезоэлектрике, а магнитное поле — в магнетике.

Из уравнения акустических колебаний и уравнений (1), выражая T через деформацию и беря среднее по объему, найдем:

$$(h^p L^p \rho^p + h^m L^m \rho^m) \omega^2 u_x = \frac{h^p L^p}{s_{11}^p} \frac{d^2 u_x}{dx^2} + \frac{h^m L^m}{s_{11}^m} \frac{d^2 u_x}{dx^2}. \quad (2)$$

Здесь h^p и h^m — толщины, ρ^p и ρ^m — плотности, L_p и L_m — длины пьезоэлектрической и магнитострикционной компонент, u — вектор деформации, ω — круговая частота. Близость длин пластин обеспечивает полную передачу механической деформации от магнетика к пьезоэлектрику. Решение (2) ищется в гармонической форме [7]

$$u_x(x) = A \cos(kx) + B \sin(kx).$$

Здесь k есть волновой вектор, определяемый как $k = 2\pi f (s^h \rho^h)^{1/2}$ ($\rho^h = h^p L^p \rho^p + h^m L^m \rho^m$, f — частота приложенного магнитного поля, а $s^h = s_{11}^p s_{11}^m / (h^p L^p s_{11}^m + h^m L^m s_{11}^p)$). Вводя в рассмотрения граничные условия в виде

$$\begin{aligned} h^p L^p T_1^p \left(-\frac{L^p}{2} \right) + h^m L^m T_1^m \left(-\frac{L^m}{2} \right) &= 0, \\ h^p L^p T_1^p \left(\frac{L^p}{2} \right) + h^m L^m T_1^m \left(\frac{L^m}{2} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

мы находим константы A и B и полностью определяем деформацию образца

$$u_x(x) = \frac{d_{31}^p h^p s_{11}^m L^p E_3^{ind} + q_{11}^m h^m s_{11}^p L^m (H_1^{bias} + \delta H^{ac})}{k (h^p L^p s_{11}^m \cos(\frac{kL^p}{2}) + h^m L^m s_{11}^p \cos(\frac{kL^m}{2}))} \sin(kx). \quad (3.1)$$

Подставляя найденную функцию во второе уравнение из (1), усредняя по объему и учитывая, что электрическое поле целиком падает в пьезоэлектрике, мы получаем выражение (4) для эффективной магнитоэлектрической восприимчивости пластинчатой структуры:

$$\begin{aligned} \alpha_{31}^* &= \partial \left(\frac{1}{L^p} \int_{-L^p/2}^{L^p/2} D_3^p(x) dx \right) / \partial (\delta H^{ac}) \\ &= 2 \frac{d_{31}^p h^m s_{11}^m L^m q_{11}^m \sin(k \frac{L^p}{2})}{k L^p (h^p L^p s_{11}^m \cos(\frac{kL^p}{2}) + h^m L^m s_{11}^p \cos(\frac{kL^m}{2}))}. \end{aligned} \quad (4)$$

Акустическое затухание учитывалось введением в рассмотрение комплексной круговой частоты $\omega = 2\pi f + I\chi$.

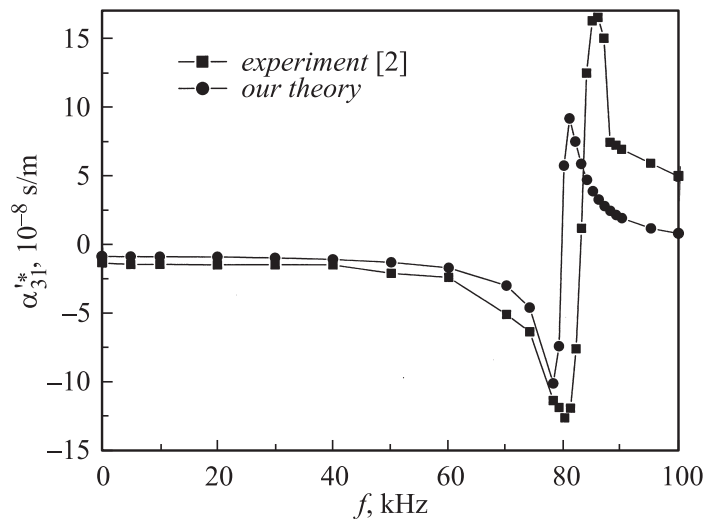


Рис. 1. Теоретическая (4) и экспериментальная [2] частотная зависимость реальной части L–Т магнитоэлектрической восприимчивости пластинчатой структуры PZT-Terfenol. Параметры модели: $s_{11}^p = 15.3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$, $d_{31}^p = -175 \text{ pC/N}$; $s_{11}^m = 45.4 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$; $q_{11}^m = 4500 \text{ m/A}$; $\mu_{11}^m = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ Tm/A}$; $L^m = 14 \text{ mm}$, $L^p = 16 \text{ mm}$, $h^m = 1.2 \text{ mm}$, $h^p = 2 \text{ mm}$, $\chi = 8000 \text{ rad/s}$, $\rho^m = 9200 \text{ kg/m}$.

Сравним результат с экспериментом [2]. Для этого подставим в уравнение (4) известные данные для терфенола-D и керамики PZT и соответствующие длины, толщины и частоты из данных к рис. 1 работы [2] (L–Т режим). Результаты сравнения показаны на рис. 1 и 2 для действительной и мнимой частей магнитоэлектрической восприимчивости соответственно. Положения резонансных частот находятся в прекрасном согласии с экспериментом, так как нами использовалась теория, которая полностью учитывает силы инерции, возвращающие силы и различия керамики и феррита в длине. Тем не менее видно, что обе части восприимчивости в эксперименте больше, чем в теории, в 1.5–2 раза. Это связано с тем, что:

1. Существует значительная зависимость свойств материала от подмагничивающего поля, которое в работе [2] равнялось 500 Oe.

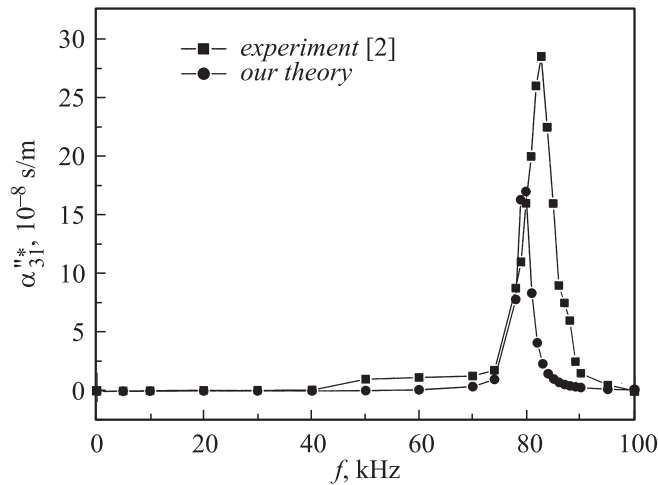


Рис. 2. Теоретическая (4) и экспериментальная [2] частотная зависимость мнимой части L–T магнитоэлектрической восприимчивости пластинчатой структуры PZT–Terfenol. Параметры модели те же, что и на рис. 1.

В частности, большие вариации значений данного поля ведут к сильному различию магнитострикционных и упругих свойств [8].

2. Данная модель предполагает идеальную упругую связь между фазами, причем последние колеблются одинаково. Но в эксперименте механическая связь может быть отлична от идеальной. Это ведет к уменьшению силы инерции пьезофазы и к усилению колебаний.

Также нами был рассчитан эффективный магнитострикционный коэффициент рассматриваемой структуры в продольном направлении как производная от полной деформации по приложенному ac -полю (формула (5)). Результаты представлены на рис. 3.

$$\begin{aligned}
 q_{11}^* &= \partial \left(\frac{1}{L^p} \int_{-L^p/2}^{L^p/2} S_1^p(x) dx + \frac{1}{L^m} \int_{-L^m/2}^{L^m/2} S_1^m(x) dx \right) / \partial (\delta H^{ac}) \\
 &= 2 \frac{q_{11}^m h^m s_{11}^p (L^p \sin(k \frac{L^m}{2}) + L^m \sin(l \frac{L^p}{2}))}{k L^p (h^p L^p s_{11}^m \cos(\frac{k L^p}{2}) + h^m L^m s_{11}^p \cos(\frac{k L^m}{2}))}. \quad (5)
 \end{aligned}$$

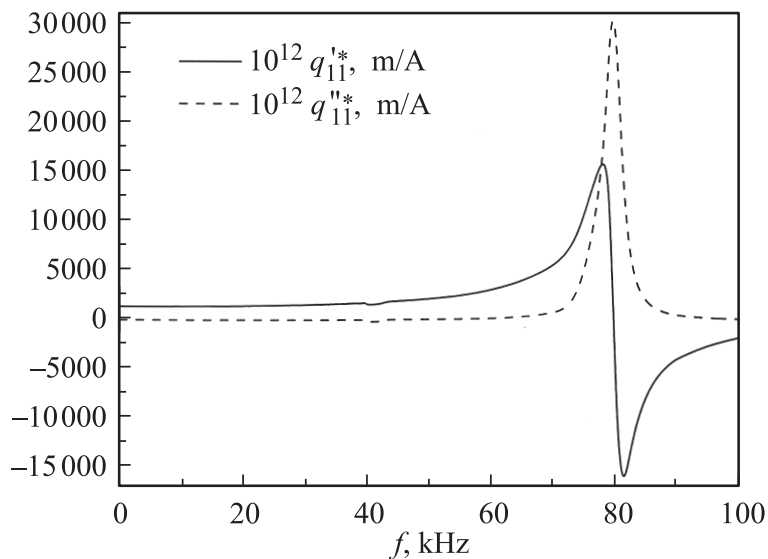


Рис. 3. Теоретическая (5) частотная зависимость реальной и мнимой частей магнитострикционного коэффициента пластинчатой структуры PZT–Terfenol. Параметры модели те же, что и на рис. 1.

Видно, что магнитострикционная деформация меняет свое направление в окрестности резонанса. Достигаются значительные величины данного параметра. Это означает, что можно значительно усилить магнитострикцию даже в слабом магнитном поле, используя сильные околорезонансные колебания.

Итак, в настоящем исследовании строится модель для самой большой из известной для пластинчатых композитов магнитоэлектрической восприимчивости. Показано значительное усиление магнитоэлектрических и магнитострикционных свойств гетерогенных структур пластинчатого типа. Эти результаты будут полезны при проектировании магнитоэлектрических приборов и магнитострикционных преобразователей.

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

Список литературы

- [1] Филиппов Д.А. // ФТТ. 2005. Т. 47. С. 1082.
- [2] Zhai J., Jefang L., Bichurin M.I. et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 014102.
- [3] Vopsaroiu M., Blackburn J., Cain M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 5027.
- [4] Yang P., Peng S., Wu X.B. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 015005.
- [5] Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 031101.
- [6] Pereira D.P., de Oliveira P.C., Del Nero J. et al. // J. Phys.: Condens. Matt. 2008. V. 20. P. 465217.
- [7] Радченко Г.С. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. С. 14.
- [8] Srinivasan G., De Vreugd C.P., Bichurin M.I. et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 1844223.