УДК 537.9

Д.А.Филиппов, Г.Сринивасан*

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НАНОСТРУКТУРАХ ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКЕ

Институт электронных и информационных систем НовГУ
**Оклендский университет, Рочестер, Мичиган, США*

The magnetoelectric (ME) effect theory in structures (on a basis) of ferrite-piezoelectric nanolayers grown up on a substrate is represented. Expression for frequency dependence of ME coefficient to tension, using the constitutive law and the motion equation, is derived. It has been shown that the dependence has resonant character, and peak increasing of ME coefficient is observed at antiresonance frequency. Relations effect to substrate thickness is analyzed. Results of ME coefficient calculation for ferrospinel - barium titanate structure grown up on a strontium titanate substrate are represented.

В последнее время активно исследуется магнитоэлектрический (МЭ) эффект в наноразмерных феррит-пьезоэлектрических структурах, выращенных на подложке [1-3]. Такие структуры имеют специфические особенности по сравнению с объемными и многослойными композитами. Наличие пассивной подложки приводит к тому, что она «зажимает» активные магнитострикционный и пьезоэлектрические слои, уменьшая тем самым амплитуду колебаний феррита и пьезоэлектрика, что приводит к уменьшению эффекта. В данной работе на примере простой модели проанализировано влияние подложки на величину МЭ эффекта в структуре феррит-пьезоэлектрик-подложка.

В качестве модели мы рассмотрим структуру, состоящую из ферритового и пьезоэлектрического нанослоев толщиной ${}^{m}t$ и ${}^{p}t$ соответственно, расположенных на подложке толщиной ${}^{s}t$ (рис.1). Образец имеет форму пластинки шириной w и длиной L. На верхней поверхности образца и подложки нанесены металлические контакты. Пусть образец поляризован перпендикулярно плоскости контактов (ось X_3). Рассмотрим поперечный МЭ эффект. В этом случае магнитные поля (постоянное и переменное с частотой ω) направлены перпендикулярно поляризации, т.е. вдоль оси X_1.

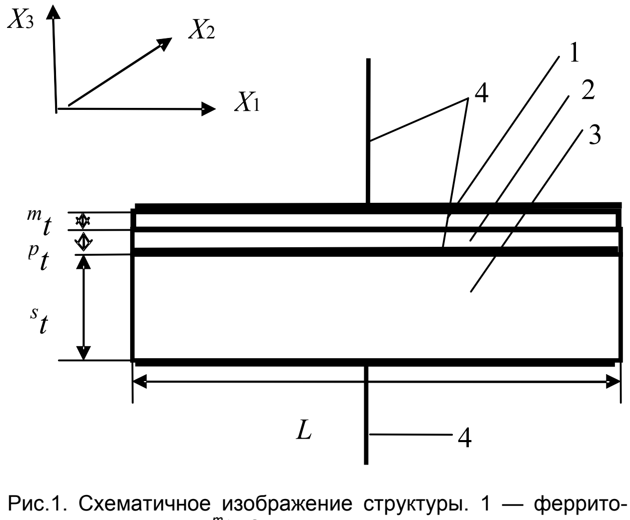

Рис.1. Схематичное изображение структуры. 1 — ферритовый слой толщиной ${}^{m}t_1$, 2 — пьезоэлектрический слой толщиной ${}^{p}t_2$, 3 — подложка толщиной ${}^{s}t$, 4 — электроды

Как уже отмечалось ранее [4], МЭ эффект в феррит-пьезоэлектрических структурах обусловлен механическим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрических систем. Магнитное поле вследствие магнитострикции возбуждает в ферритовом слое колебания среды, которые передаются посредством механической связи в пьезоэлектрический слой, где благодаря пьезоэлектрическому эффекту возникает электрическое поле. Подложка в данном случае играет роль пассивной среды, на которой находятся активные ферритовый и пьезоэлектрический слои. Однако подложка механически связана с пьезоэлектрическим слоем, поэтому в ней тоже возникают механические колебания.

Будем считать пластинку тонкой и узкой, т.е. ее толщина и ширина много меньше ее длины ${}^{m}t+{}^{p}t+{}^{s}t << L,\ W << L$. В этом случае можно ограничиться рассмотрением только объемных колебаний, распространяющихся вдоль пластинки.

Рассмотрим случай свободной пластинки. Поскольку поверхности свободные, то составляющие тензора напряжений T_2 и T_3 на поверхности равны нулю. Так как пластинка тонкая и узкая, то можно считать, что компоненты тензора напряжений T_2 и T_3 равны нулю не только на поверхности, но и во всем объеме, и отличной от нуля составляющей тензора напряжений будет только T_1. Кроме того, поскольку верхняя и нижняя поверхности активного слоя представляют собой эквипотенциальные поверхности, то отличной от нуля будет только нормальная составляющая электрического поля E_3.

Для поперечной ориентации полей уравнения для тензора деформаций ферритового слоя ${}^{m}S_i$, пьезоэлектрического слоя ${}^{p}S_i$, подложки ${}^{s}S_i$ и компонент вектора электрической индукции в пьезоэлектрике ${}^{p}D_i$ запишутся в форме

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

$$ {}^{p}S_1 = {}^{p}s_{11}{}^{p}T_1 + {}^{p}d_{31}{}^{p}E_3; \qquad (1) $$

$$ {}^{p}D_3 = {}^{p}\varepsilon_{33}E_3 + {}^{p}d_{31}{}^{p}T_1; \qquad (2) $$

$$ {}^{s}S_1 = {}^{s}s_{11}{}^{s}T_1. $$

Выражая компоненты тензора напряжений через компоненты тензора деформаций и подставляя их в уравнение движения среды, получим дифференциальное уравнение для x-проекции вектора смещения среды u_x, решение которого имеет вид

$$ {}^{m}u(x) = A\cos({}^{m}kx) + B\sin({}^{m}kx), $$

где ${}^{m}k = \omega({}^{m}\rho{}^{m}s_{11})^{1/2}$ — волновой вектор для колебаний магнетика; ${}^{m}\rho$ — плотность магнетика; A и B — постоянные интегрирования.

Колебания ферритового слоя ${}^{m}u(x)$, возбуждаемые вследствие магнитострикции магнитным полем, передаются через границу раздела в пьезоэлектрический слой, где благодаря механической связи возбуждаются вынужденные колебания пьезоэлектрика с волновым вектором ${}^{m}k$. Поскольку механический контакт на границе раздела в общем случае неидеальный, то x-проекция вектора смещений ${}^{p}u_x(x)$ в пьезоэлектрике связана с x-проекция вектора смещений ${}^{m}u_x(x)$ в магнетике соотношением

$$ {}^{p}u_x(x) = \beta_1{}^{m}u_x(x), \qquad (3) $$

где β_1 — параметр, описывающий механическую связь между ферритовым и пьезоэлектрическим слоями $(0 < \beta_1 \le 1)$.

Колебания пьезоэлектрической среды ${}^{p}u(x)$, возбуждаемые колебаниями магнетика, передаются в подложку через вторую границу раздела и возбуждают в приповерхностном слое подложки вынужденные колебания. Поскольку подложка не является тонким слоем, то амплитуда колебаний, возбуждаемых в приповерхностном слое, будет уменьшаться по толщине подложки. Принимая во внимание неидеальность контакта на границе раздела пьезоэлектрик-подложка, соотношение для смещений среды подложки можно записать в виде

$$ {}^{s}u_x(x) = \beta_2{}^{p}u_x(x)\exp(-\chi z) = \beta_2\beta_1{}^{m}u_x(x)\exp(-\chi z), \quad (4) $$

где β_2 — параметр, описывающий механическую связь на границе раздела пьезоэлектрик-подложка, χ — коэффициент, описывающий уменьшение амплитуды колебаний по толщине подложки.

Для свободных левой и правой граней пластинки в точках $x = \mp L/2$ условие механического равновесия приводит к следующим граничным условиям

$$ {}^{m}t{}^{m}T_1 + {}^{p}t{}^{p}T + \int_0^{{}^{s}t} {}^{s}T_1(\pm L/2, z)dz = 0. \qquad (5) $$

Используя соотношения (3) и (4), с учетом граничных условий (5) для постоянных интегрирования A и B получим следующие выражения:

$$ A = 0,\ B = \frac{\delta_m\gamma_m{}^{m}q_{11}{}^{m}H_1 + \delta_p\gamma_p{}^{p}d_{31}{}^{p}E_3}{\delta_m\gamma_m + \beta_1\delta_p\gamma_p + \beta_1\beta_2\left(1 - \dfrac{\exp(-\chi{}^{s}t)}{\chi{}^{s}t}\right){}^{m}k\cos({}^{m}\kappa)}, $$

где $\gamma_m = \dfrac{{}^{s}s_{11}}{{}^{m}s_{11}}$; $\gamma_p = \dfrac{{}^{s}s_{11}}{{}^{p}s_{11}}$; $\delta_p = \dfrac{{}^{p}t}{{}^{s}t}$; $\delta_m = \dfrac{{}^{m}t}{{}^{s}t}$; ${}^{m}\kappa = {}^{m}kL/2$ — безразмерные параметры.

Выражая компоненты тензора напряжений из уравнения (1) через компоненты тензора деформаций и подставляя их в уравнение (2) для нормальной компоненты вектора электрической индукции получим следующее уравнение:

$$ {}^{p}D_3 = {}^{p}\varepsilon_{33}{}^{p}E_3 + \frac{{}^{p}d_{31}}{{}^{p}s_{11}}({}^{p}S_1 - ({}^{p}d_{31}{}^{p}E_3 + {}^{m}q_{11}{}^{m}H_1)). \quad (6) $$

Электрический ток найдем, используя следующее соотношение

$$ I = \int_0^W dy \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial D_3}{\partial t}dx. \qquad (7) $$

Подставив (6) в (7) и выполнив интегрирование, получим уравнение для электрического тока в виде

$$I = i\omega W\left({}^p\varepsilon_{33}\,{}^pE_3 L + \frac{{}^pd_{31}}{{}^ps_{11}}(({}^pu_x(L/2) - {}^pu_x(-L/2)) - ({}^pd_{31}\,{}^pE_3 + {}^mq_{11}\,{}^mH_1)L)\right).$$

Используя условие разомкнутой цепи $I = 0$, для напряженности электрического поля, индуцированного в пьезоэлектрике механическими колебаниями среды, получим следующее уравнение:

$$ {}^pE_3 = \frac{1}{\Delta_a}\beta_1 \frac{{}^pd_{31}\,{}^mq_{11}}{{}^ps_{11}\,{}^p\varepsilon_{33}} \times \frac{\delta_m\gamma_m}{\delta_m\gamma_m + \beta_1\delta_p\gamma_p + \beta_1\beta_2\left(1 - \frac{\exp(-\chi\,{}^st)}{\chi\,{}^st}\right)} \times \frac{\mathrm{tg}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa}\,{}^mH_1, \quad (8)$$

где

$$\Delta_a = 1 - K_p^2\left[1 + \frac{\beta_1\delta_p\gamma_p}{\delta_m\gamma_m + \beta_1\delta_p\gamma_p + \beta_1\beta_2\left(1 - \frac{\exp(-\chi\,{}^st)}{\chi\,{}^st}\right)}\right] \times \frac{\mathrm{tg}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa},$$

$K_p^2 = \frac{{}^pd_{31}^2}{{}^p\varepsilon_{33}\,{}^ps_{11}}$ — квадрат коэффициента электромеханической связи для планарных колебаний.

МЭ коэффициент по напряжению для такой структуры определим как

$$\alpha_E = \frac{E_{av}}{H}, \quad (9)$$

где $E_{av} = \frac{U}{{}^mt + {}^pt}$ — среднее значение напряженности электрического поля в структуре, U — разность потенциалов между электродами.

Поскольку электропроводность феррита много больше электропроводности пьезоэлектрика, то можно считать, что все электрическое поле сосредоточено в пьезоэлектрике, и $U = {}^pE_3\,{}^pt$, следовательно, $E_{av} = \frac{{}^pE_3\,{}^pt}{{}^mt + {}^pt}$.

Окончательно, используя определение (9) и уравнение (8), для МЭ коэффициента по напряжению получим выражение следующего вида:

$$\alpha_{E,T} = \frac{1}{\Delta_a}\beta_1 \frac{{}^pd_{31}\,{}^mq_{11}}{{}^ps_{11}\,{}^p\varepsilon_{33}} \times \frac{\delta_m\gamma_m}{\delta_m\gamma_m + \beta_1\delta_p\gamma_p + \beta_1\beta_2\left(1 - \frac{\exp(-\chi\,{}^st)}{\chi\,{}^st}\right)} \times \frac{\mathrm{tg}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa} \times \frac{1}{1+\delta_{mp}}, \quad (10)$$

где $\delta_{mp} = \frac{{}^mt}{{}^pt}$.

Как следует из этого выражения, частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению имеет резонансный характер. На так называемой частоте антирезонанса, когда $\Delta_a = 0$, имеет место пиковое увеличение МЭ коэффициента по напряжению. Частота резонанса зависит от геометрических размеров пластинки и параметров, характеризующих механические свойства ферритового и пьезоэлектрического слоев, а также и подложки. В областях, далеких от резонанса, величина МЭ коэффициента практически не зависит от частоты, но зависит от соотношения толщин ферритового и пьезоэлектрического слоев и толщины подложки. На рис.2 представлена зависимость МЭ коэффициента по напряжению в зависимости от толщины подложки, вычисленная по формуле (10) для структуры $NiFe_2O_4$–$BaTiO_3$ слоев, выращенных на подложке $SrTiO_3$. При расчетах использовались следующие параметры структуры.

$NiFe_2O_4$: ${}^ms_{11} = 6{,}5\times10^{-12}$ м²/Н; ${}^mq_{11} = 430\times10^{-10}$ м/А; ${}^m\rho = 5400$ кг/м³;

$BaTiO_3$: ${}^ps_{11} = 7{,}3\times10^{-12}$ м²/Н; ${}^pd_{31} = 7{,}8\times10^{-11}$ м/В; ${}^p\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 1345$;

$SrTiO_3$: ${}^ms_{11} = 3{,}36\times10^{-12}$ м²/Н;

длина пластинки $L = 10$ мм; коэффициенты связи $\beta_1 = 1, \beta_2 = 0{,}8$; коэффициент затухания по глубине подложки $\chi = 3$ мм$^{-1}$.

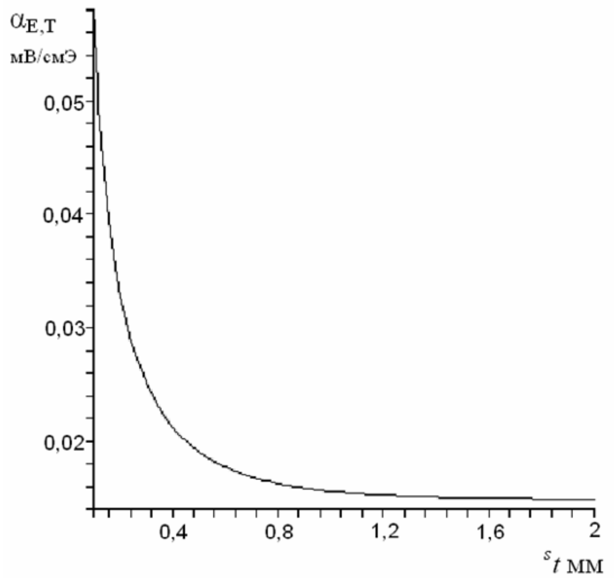

Рис.2. Зависимость МЭ коэффициента по напряжению от толщины подложки. Толщина ферритового слоя ${}^mt$ = 30 нм, пьезоэлектрического слоя ${}^pt = 100$ нм, частота f = 1 кГц

Как следует из рис.2, при малых толщинах подложки наблюдается очень сильная зависимость МЭ коэффициента по напряжению от толщины подложки, однако при толщинах, превышающих по величине значение $3/\chi$ величина МЭ коэффициента по напряжению практически перестает зависеть от толщины подложки. Это объясняется тем, что на глубине $3/\chi$ и больше амплитуда колебаний в подложке затухает настолько, что дальнейшее увеличение толщины подложки перестает влиять на величину эффекта.

Таким образом, наличие подложки приводит к тому, что она, являясь пассивным слоем, уменьшает амплитуду колебаний ферритового и пьезоэлектрических слоев, уменьшая тем самым величину эффекта. При небольших, по сравнению с величиной, обратно пропорциональной коэффициенту затухания χ, толщинах подложки величина эффекта резко уменьшается с увеличением толщины подложки. При толщинах больше чем $3/\chi$ величина эффекта практически перестает зависеть от толщины подложки.

1. Zhou J., He H., Shi Z., Nan C.W. // App. Phys. Let. 2006. V.88. 013111.
2. Zheng H., Wang J., Lofland S.E., etc. // Science 2004. V.303. No 5658. P.661-663.
3. Nan C.W., Liu G., and Lin Y. // Phys. Rev. Lett. 2005. V.94. 197203.
4. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M., Laletsin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G. // Phys. Rev. B. 2003. V.68. P.132408 (1-4).