

05

Нелинейный резонансный магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно- пьезоэлектрических структурах

© В.М. Лалетин, Д.А. Филиппов, Т.О. Фирсова

Институт технической акустики Национальной Академии наук Беларуси,
Витебск, Беларусь
Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,
Великий Новгород, Россия
E-mail: Dmitry.Filippov@novsu.ru

Поступило в Редакцию 29 мая 2013 г.

Приведено исследование нелинейного по магнитному полю магнитоэлектрического эффекта. Показано, что в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах происходит резонансное возбуждение электрического поля переменным магнитным с частотой в два раза меньше резонансной. В отличие от линейного эффекта, данный эффект не зависит от величины поля подмагничивания, и он квадратичен по величине переменного магнитного поля.

Магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры интересны для исследований тем, что в них наблюдается взаимное превращение магнитного поля в электрическое или наоборот — электрического в магнитное. Этот эффект, получивший название магнитоэлектрического (МЭ), в таких композиционных структурах возникает в результате механического взаимодействия магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз. Ранее во многих работах (см., например, обзоры [1,2]) исследовался линейный МЭ-эффект, заключающийся в возникновении электрического напряжения на конденсаторе, диэлектриком которого является магнитострикционно-пьезоэлектрический материал, при помещении его в постоянное (подмагничивающее) и переменное магнитные поля. Величина эффекта зависит от постоянного магнитного поля и на так называемой полевой зависимости эффекта имеется

ярко выраженный максимум [3]. Частотная зависимость эффекта имеет резонансный характер и на частоте антирезонанса имеется резонансное увеличение МЭ-коэффициента по напряжению [4,5]. В низкочастотной области спектра величина МЭ-эффекта практически не зависит от частоты и на частотной зависимости имеется низкочастотное плато. Однако поскольку магнитострикция является квадратичным по намагниченности эффектом [6], то в области, далекой от насыщения, частота механических колебаний, возникающих в магнитострикционной фазе, будет равна удвоенной частоте приложенного магнитного поля. Передаваясь посредством механического контакта в пьезоэлектрическую фазу, эти колебания приведут к изменению поляризации пьезоэлектрика, в результате чего на обкладках конденсатора возникнет электрическое напряжение с удвоенной частотой. Амплитуда этого напряжения будет пропорциональна квадрату напряженности переменного магнитного поля. При равенстве частоты переменного магнитного поля половине значения частоты антирезонанса будет происходить резонансное увеличение величины эффекта. В отличие от линейного эффекта, этот резонанс будет наблюдаться и при нулевом значении поля подмагничивания, и его величина будет квадратична по напряженности переменного магнитного поля.

В качестве модели для теоретического описания эффекта рассмотрим структуру в виде пластинки, состоящую из магнетика толщиной $^m t$ и пьезоэлектрика толщиной $^p t$, поляризованного в направлении, перпендикулярном плоскости пластинки (ось Z). Будем считать, что направления постоянного магнитного поля и переменного с частотой ω' совпадают с направлением поляризации. Поскольку имеется резкая граница, через которую осуществляется взаимодействие между магнитострикционным и пьезоэлектрическим слоем, то величина напряжений будет неоднородной по толщине образца, перпендикулярно границе раздела. С учетом этого уравнение движения для x -проекции вектора смещения среды $^{\alpha} u_x$ запишем в виде

$$^{\alpha} \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z}, \quad (1)$$

где индекс α равен соответственно m для магнитострикционного и p для пьезоэлектрического слоя, $^{\alpha} \rho$ — плотность феррита или пьезоэлектрика, $^{\alpha} T_{ij}$ — тензор напряжений.

Для поляризованной пьезоэлектрической фазы уравнения для тензора деформаций ${}^pS_{xx}$, ${}^pS_{xz}$ и компонент электрической индукции D_z имеют следующий вид:

$${}^pS_{xx} = \frac{1}{{}^pY} {}^pT_{xx} + d_{xx,z} E_z, \tag{2}$$

$${}^pS_{xz} = \frac{1}{{}^pG} {}^pT_{xz}, \tag{3}$$

$$D_z = \varepsilon_{zz} E_z + d_{xx,z} {}^pT_{xx}. \tag{4}$$

Здесь ${}^pT_{xx}$ и ${}^pT_{xz}$ — компоненты тензора напряжений в пьезоэлектрической фазе, pY , pG — модуль Юнга и модуль сдвига пьезоэлектрика, $d_{xx,z}$ — пьезоэлектрический тензор, ε_{zz} — тензор диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика, E_z — z -проекция вектора напряженности электрического поля в пьезоэлектрике.

Для магнитострикционной фазы аналогичные уравнения запишем в следующей форме:

$${}^mS_{xx} = \frac{1}{{}^mY} {}^mT_{xx} + g_{xx,z} (H_z)^2, \tag{5}$$

$${}^mS_{xz} = \frac{1}{{}^mG} {}^mT_{xz}, \tag{6}$$

где ${}^mT_{xx}$ и ${}^mT_{xz}$ — компоненты тензора напряжений в магнитострикционной фазе, mY , mG — модуль Юнга и модуль сдвига феррита, $g_{xx,z} = \frac{\partial^2 \lambda_1}{\partial H_z^2}$ — магнитострикционный коэффициент, $H_z = H_m \exp(-i\omega' t)$ — напряженность переменного магнитного поля с частотой ω' , λ_1 — магнитострикционная деформация в направлении, перпендикулярном магнитному полю.

Решение уравнения (1) представим в виде

$${}^\alpha u_x = {}^\alpha u(x, z) \exp(-i\omega t), \tag{7}$$

где $\omega = 2\omega'$ — частота механических колебаний.

Возникающие в переменном магнитном поле колебания магнитострикционной среды будут передаваться через границу в пьезоэлектрическую среду, в результате чего в структуре возникнут связанные

колебания, дисперсионное соотношение для которых определяется выражением [7]:

$${}^m\chi {}^mY \operatorname{tg}({}^m\kappa) = {}^p\chi {}^pY \operatorname{th}({}^p\kappa). \quad (8)$$

Здесь ${}^m\kappa = {}^m\chi {}^m t$ и ${}^p\kappa = {}^p\chi {}^p t$ — безразмерные переменные, ${}^mV_L = \sqrt{{}^mY/{}^m\rho}$, ${}^pV_L = \sqrt{{}^pY/{}^p\rho}$ — скорости продольных звуковых волн, ${}^m\rho$, ${}^p\rho$ — плотности магнетика и пьезоэлектрика,

$${}^m\chi^2 = 2(1 + \nu) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{{}^mV_L^2} \right), \quad {}^p\chi^2 = -2(1 + \nu) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{{}^pV_L^2} \right),$$

k — волновое число, ν — коэффициент Пуассона. В случае малых толщин магнитного или пьезоэлектрического слоев уравнение (8) переходит в линейное соотношение между волновым числом и частотой упругих колебаний

$$\omega = \sqrt{\frac{{}^mY {}^m t + {}^pY {}^p t}{{}^m\rho {}^m t + {}^p\rho {}^p t}} k. \quad (9)$$

Решая уравнение движения для x -проекции вектора смещения среды и подставляя полученное выражение в уравнение (4) для электрической индукции с использованием условия разомкнутой цепи, для разности потенциалов, возникающей на обкладках конденсатора, получим следующее выражение:

$$U = \frac{{}^pY d_{xx,z} g_{xx,z}}{\varepsilon_{zz} \Delta_a} \frac{{}^mY {}^m t}{{}^mY {}^m t \frac{\operatorname{th}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa} + {}^pY {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}} \frac{\operatorname{tg}(\kappa)}{\kappa} \frac{\operatorname{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa} {}^p t (H_z)^2. \quad (10)$$

Здесь введены обозначения

$$\Delta_a = 1 - K_p^2 \left(1 - \frac{{}^pY {}^p t}{{}^mY {}^m t \frac{\operatorname{th}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa} + {}^pY {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}} \frac{\operatorname{tg}(\kappa)}{\kappa} \frac{\operatorname{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa} \right),$$

$K^2 = \frac{{}^pY (d_{xx,z})^2}{\varepsilon_{zz}}$ — квадрат коэффициента электромеханической связи, $\kappa = kL/2$ — безразмерный параметр. Как следует из выражения (10), на так называемой частоте антирезонанса, когда выполняется условие $\Delta_a = 0$, наблюдается пиковое увеличение эффекта. Следует отметить, что частота антирезонанса находится вблизи частоты резонанса, которая определяется условием $\kappa = \pi/2$ или $L = \lambda/2$, где λ — длина волны акустических колебаний. Тогда с учетом того, что частота механических

колебаний ω равна удвоенной частоте колебаний магнитного поля ω' , резонансное увеличение эффекта будет происходить вблизи частоты магнитного поля, определяемой из условия

$$\omega' = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{{}^m Y {}^m t + {}^p Y {}^p t}{{}^m \rho {}^m t + {}^p \rho {}^p t}} \frac{\pi}{L}. \quad (11)$$

В отличие от линейного эффекта, величина которого пропорциональна пьезомагнитному коэффициенту, равному $q_{xx,z} = \frac{\partial \lambda_1}{\partial H_z}$ и зависящему от поля подмагничивания, величина нелинейного эффекта пропорциональна магнитоэлектрическому коэффициенту $g_{xx,z}$, который в области слабых полей не зависит от поля подмагничивания. Это приводит к тому, что величина нелинейного эффекта не зависит от поля подмагничивания. Кроме того, нелинейный эффект наблюдается и при поле подмагничивания, равном нулю, в то время как линейный эффект при этом отсутствует.

Для экспериментального исследования эффекта использовались двухслойные прямоугольные структуры цирконат–титанат свинца (ЦТС)–пермендюр. Длина пластинок $L = 28.7 \text{ mm}$, ширина $W = 4.6 \text{ mm}$. Толщина пьезоэлектрика ${}^p t = 0.4 \text{ mm}$, толщина пермендюра ${}^m t = 0.16 \text{ mm}$. Частота электромеханического резонанса, вычисленная из условия $\Delta_a = 0$, для данных параметров образца равна 70 kHz . Перед измерениями образцы предварительно поляризовались. Снималась частотная зависимость напряжения, возникающего на обкладках конденсатора. Для этого образец помещался между катушек Гельмгольца, создающих переменное магнитное поле, и внутрь соленоида, создающего поле подмагничивания. На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости величины напряжения, возникающего на обкладках конденсатора, от частоты приложенного магнитного поля при нулевом поле подмагничивания и при поле подмагничивания $H_{bias} = 2 \text{ Oe}$. На рисунках хорошо видны два резонанса: 1-й — на частоте 35 kHz , 2-й — на частоте 70 kHz . Частота второго резонанса совпадает с частотой обычного электромеханического резонанса, и его величина возрастает при увеличении поля подмагничивания. Наличие 2-го резонанса при нулевом поле подмагничивания, по всей видимости, обусловлено магнитным полем Земли. Это можно объяснить тем, что в области слабых полей величина линейного МЭ-эффекта пропорциональна величине поля подмагничивания. Из графика следует, что отношение высоты пика при поле подмагничивания $H_{bias} = 2 \text{ Oe}$ к высоте пика при $H_{bias} = 0$

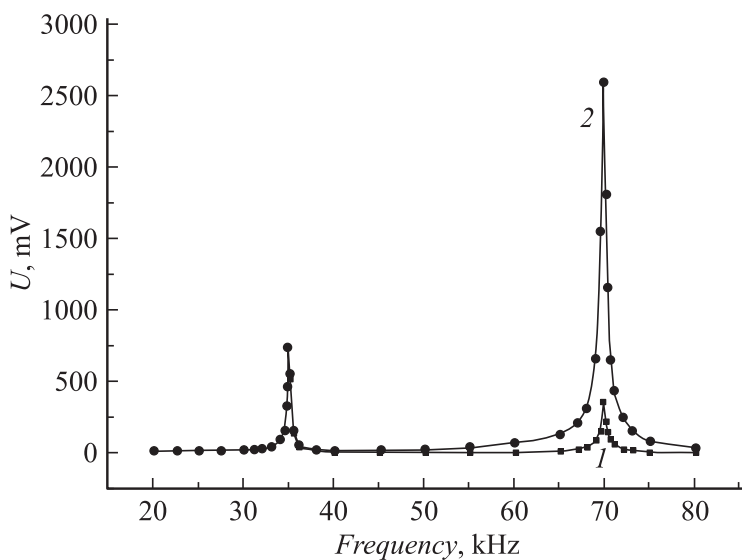


Рис. 1. Частотная зависимость МЭ-эффекта: 1 — при нулевом поле подмагничивания; 2 — при поле подмагничивания $H_{bias} = 2 \text{ Oe}$.

примерно равно отношению величин поля подмагничивания к полю Земли.

Частота первого резонанса вдвое меньше частоты электромеханического резонанса, и он связан с нелинейным МЭ-эффектом. Как следует из рис. 1, в полном соответствии с теорией, его величина не изменяется при изменении поля подмагничивания. На рис. 2 представлена зависимость резонансного значения напряжения на конденсаторе от величины переменного магнитного поля. Как видно из рисунка и в соответствии с выражением (10), наблюдается квадратичная зависимость величины эффекта от напряженности переменного магнитного поля. Таким образом, этот резонанс связан с нелинейным эффектом, и резонансное возбуждение происходит магнитным полем с частотой в два раза меньше частоты электромеханического резонанса. Следует отметить, что поскольку резонансное значение МЭ-эффекта на частоте электромеханического резонанса возрастает с увеличением

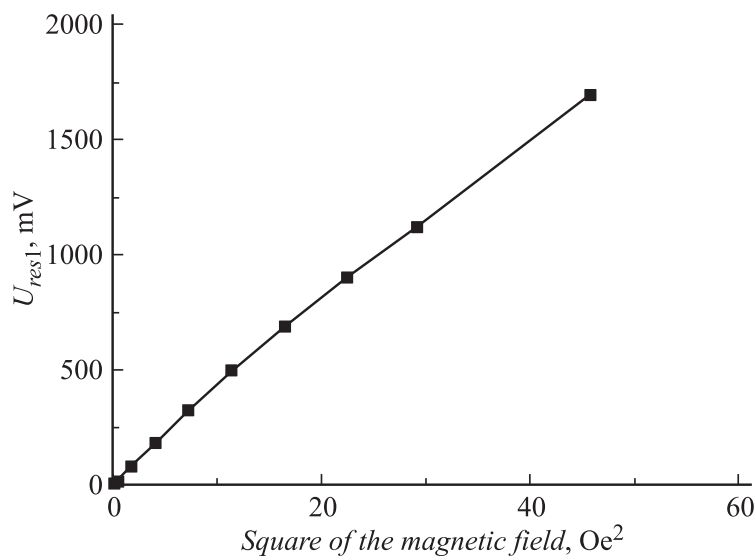


Рис. 2. Зависимость резонансного значения нелинейного МЭ-эффекта от квадрата напряженности переменного магнитного поля.

поля подмагничивания, то при напряженности поля подмагничивания, в несколько раз превышающей величину переменного магнитного поля, нелинейный резонанс становится фактически незаметным на фоне резонанса, связанного с линейным эффектом.

Таким образом, в магнитоэлектрических структурах наблюдается резонансное возбуждение колебаний электрического поля переменным магнитным полем с частотой, в два раза меньшей частоты электромеханического резонанса. Этот эффект наблюдается и при равном нулю поле подмагничивания, и в области слабых полей величина эффекта пропорциональна квадрату переменного магнитного поля. Этот факт следует учитывать при разработке приборов на основе МЭ-эффекта, поскольку на частотной зависимости в области низкочастотного плато появляется пиковое увеличение эффекта, связанное с нелинейным резонансным возбуждением. При малых полях подмагничивания величина этого вклада в эффект может превосходить величину, возникающую от линейного эффекта.

Список литературы

- [1] Пятаков А.П., Звездин А.К. // УФН. 2012. Т. 182. В. 6. С. 593–620.
- [2] *Ce-Wen Nan, Bichurin M.I., Shuxiang Dong, Viehland D., Srinivasan G.* // JAP. 2008. V. 103. P. 031 101.
- [3] Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 1. С. 47–51.
- [4] Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Поддубная Н.Н., Srinivasan G. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 1. С. 15–20.
- [5] Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Srinivasan G. // ФТТ. 2004. Т. 46. В. 9. С. 1621–1627.
- [6] Белов К.П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. М.: Наука, 1987. 160 с.
- [7] Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Galichyan T.A. // ФТТ. 2013. Т. 55. В. 9. С. 1728–1733.