

05

Нелинейное преобразование магнитного шума в магнитоэлектрической структуре

© Д.А. Бурдин, Ю.К. Фетисов, Д.В. Чашин, Н.А. Экономов

Московский технологический университет

E-mail: phantastic@mail.ru

Поступило в Редакцию 6 июня 2017 г.

Экспериментально обнаружен и исследован эффект преобразования спектра магнитного шума в планарной магнитоэлектрической структуре Metglas–цирконат-титанат свинца–Metglas. Показано, что узкополосный шум с центральной частотой f_N приводит к линейной генерации шумового электрического напряжения на частоте шума и нелинейной генерации шумового напряжения вблизи нулевых частот и в области удвоенной частоты шума. Эксперимент хорошо объясняется теорией смещения магнитных полей в магнитоэлектрических композитах с нелинейной зависимостью магнитострикции ферромагнетика от поля.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.18.45040.16905

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в композитных структурах, содержащих механически связанные ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, возникает в результате комбинации магнитострикции ФМ-слоя и пьезоэлектричества в ПЭ-слое из-за механической связи между слоями [1]. При этом нелинейная зависимость магнитострикции ФМ-слоя λ от магнитного поля приводит к ряду нелинейных эффектов. Так, под действием гармонического поля накачки $h(f)$ и постоянного поля смещения H структура генерирует электрическое напряжение $u(f)$ на частотах гармоник [2–6], под действием бигармонической накачки она генерирует напряжения с суммарной и разностной частотами [7,8], обнаружена статическая деформация структур в переменном поле [9]. До сих пор нелинейные МЭ-эффекты в композитных структурах наблюдали только в условиях гармонической накачки. Вместе с тем на структуру может действовать и магнитный шум, который приведет к генерации шумового напряжения. В настоящей работе впервые исследовано преобразование спектра магнитного шума в нелинейной МЭ-структуре.

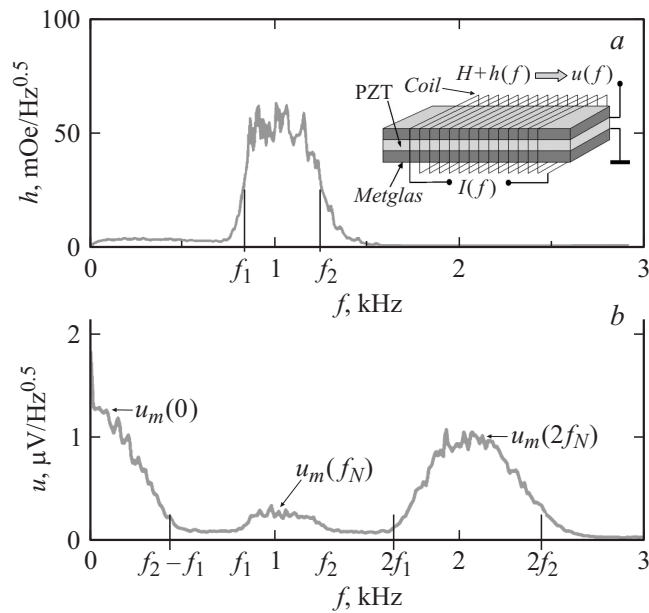


Рис. 1. Спектры магнитного шума (а) и МЭ-напряжения (б). На вставке схематично показана структура Metglas–PZT–Metglas.

В измерениях использовалась композитная структура, схематически изображенная на вставке к рис. 1, а. Структура содержала ПЭ-слой цирконата-титаната свинца $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ (PZT), расположенный между слоями аморфного сплава FeBSiC (Metglas), соединенными эпоксидным клеем. Пластина PZT размером $20 \times 10 \text{ mm}$ и толщиной $100 \mu\text{m}$ имела диэлектрическую проницаемость $\epsilon = 1750$ и пьезомодуль $d_{31} = 175 \text{ pC/m}$. Слои Metglas размером $20 \times 10 \text{ mm}$ и толщиной $30 \mu\text{m}$ имели магнитострикцию $\lambda_S \approx 21 \cdot 10^{-6}$ в полях насыщения $H_S \sim 60 \text{ Oe}$. Структура была помещена в катушку, создающую магнитное поле накачки $h(f)$. Для создания накачки с шумовым спектром катушка подключалась к генератору шума Agilent 33210a, за которым располагались полосовой фильтр SR650 и широкополосный усилитель тока. Схема позволяла формировать поле с шумовым спектром примерно прямоугольной формы с центральной частотой $f_N = 0.5\text{--}10 \text{ kHz}$,

шириной полосы $\Delta = 0.2\text{--}5\text{ kHz}$, крутизной склонов 115 dB/oct и спектральной плотностью до $80\text{ mOe/Hz}^{0.5}$. Постоянное поле H , направленное вдоль оси структуры, создавали катушки Гельмгольца. Спектр частот накачки $h(f)$ и спектр частот МЭ-напряжения $u(f)$ регистрировались с помощью спектроанализатора SR770 при различных h и H . Измерения проводились в нерезонансном режиме при частотах накачки меньше частот акустических резонансов структуры. Магнитострикция слоя Metglas $\lambda(H)$ измерялась тензометрическим методом при намагничивании образца вдоль длинной оси.

На рис. 1 показаны спектр частот магнитного шума $h(f)$ и типичный спектр частот генерируемого структурой МЭ-напряжения $u(f)$. Спектр частот шума имеет форму пика почти прямоугольной формы с центральной частотой $f_N = (f_1 + f_2) / 2 = 1.04\text{ kHz}$ и шириной полосы на половине высоты $\Delta = f_2 - f_1 \approx 0.43\text{ kHz}$. В спектре напряжения четко видны три пика. Пик вблизи центральной частоты шума f_N имеет ширину $\sim \Delta$, пик вблизи центральной частоты $2f_N$ — ширину $\sim 2\Delta$. Кроме того, в отличие от случая возбуждения структуры гармонической накачкой в спектре наблюдается шумоподобный пик шириной $\sim \Delta$ в области частот вблизи нуля. Высота пика сравнима с высотой шумоподобного пика вблизи частоты $2f_N$. Механизм формирования составляющих спектра объяснен далее.

На рис. 2, *a* показаны измеренные зависимости нормированных высот этих трех пиков от поля H при спектральной плотности шума $h = 10\text{ mOe/Hz}^{0.5}$. Видно, что высота пика $u_m(f_N)$ с центральной частотой f_N линейно растет с увеличением H , достигает максимума при $H_m \approx 21.8\text{ Oe}$, а затем монотонно спадает при дальнейшем увеличении H . Высоты пиков $u_m(0)$ и $u_m(2f_N)$, расположенных в области малых частот и вблизи частоты $2f_N$, максимальны в отсутствие поля $H \approx 0$, резко спадают почти до нуля при H_m , снова растут до локального максимума в поле $\sim 35\text{ Oe}$ и затем монотонно уменьшаются с увеличением H . Кривые $u(f)$ и $u(0)$ в пределах точности измерений наложились друг на друга.

На рис. 2, *b* точками показаны измеренные зависимости высот всех трех пиков от плотности шума h при $H = 0.5\text{ Oe}$. Штриховыми линиями представлены линейная и квадратичная аппроксимации экспериментальных данных. Видно, что высота пика $u_m(f_N)$ линейно растет с увеличением h . Высоты пиков $u_m(0)$ и $u_m(2f_N)$ растут квадратично с

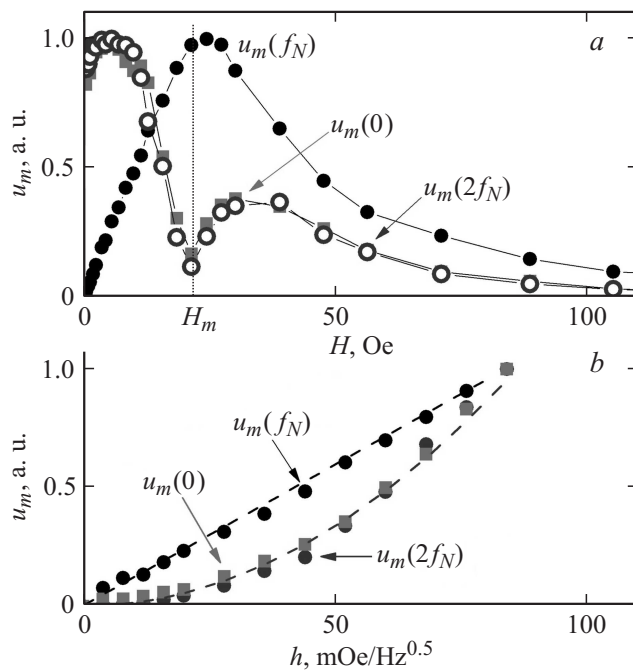


Рис. 2. Зависимости спектральной плотности компонент спектра от поля H (a) и спектральной плотности шума h (b). Штриховые линии — аппроксимация данных линейной и квадратичной функциями.

увеличением h . Кривые $u_m(0)$ и $u_m(2f_N)$ в пределах точности измерений наложались друг на друга.

Для объяснения данных измерений используем модель смещения гармонических магнитных полей в композитной МЭ-структуре [8]. При действии на структуру поля H в результате комбинации магнитострикции и пьезоэффекта ПЭ-слой структуры генерирует напряжение $u(H) = Ad_{31}\lambda(H)$, где A — постоянный коэффициент, зависящий только от размеров и материалов слоев структуры. Пусть поле накачки содержит две гармонические составляющие $H = H_0 + h' \cos(2\pi f' t) + h'' \cos(2\pi f'' t)$ с частотами f' , f'' и амплитудами h' , $h'' < H_0$. Разлагая $\lambda(H)$ в ряд Тейлора до членов второго

порядка малости, подставляя разложение и поле H в $u(H)$ и опуская постоянные слагаемые, получаем выражение для МЭ-напряжения

$$u = Ad_{31}\lambda^{(1)}[h' \cos(2\pi f't) + h'' \cos(2\pi f''t)] + (1/4)Ad_{31}\lambda^{(2)}[h'2 \cos(4\pi f't) + h''2 \cos(4\pi f''t)] + (1/2)Ad_{31}\lambda^{(2)} \cos[2\pi(f' \pm f'')t]h'h''. \quad (1)$$

В (1) $\lambda^{(1)} = \partial\lambda/\partial H|_{H+0}$ и $\lambda^{(2)} = \partial^2\lambda/H^2|_{H_0}$ — первая и вторая производные от магнитострикции по полю соответственно. Таким образом, структура должна генерировать гармоники напряжения на частотах накачки f' и f'' , удвоенных частотах $2f'$ и $2f''$, суммарной $f' + f''$ и разностной $f' - f''$ частотах.

Формирование спектра частот МЭ-напряжения под действием магнитного шума $h(f)$ со спектром прямоугольной формы в полосе частот f_1f_2 поясняет рис. 3, а. Нормированный спектр шума показан на рис. 3, а штриховой линией. Каждая спектральная компонента шума генерирует напряжение со своей частотой, в результате чего в спектре МЭ-напряжения появляется шумовой пик с центральной частотой f_N и спектральной плотностью $u = Ad_{31}\lambda(H)h$. Кроме того, в спектре напряжения появляются гармоники с разностной $f' - f''$ и суммарной $f' + f''$ частотами, где частоты $f_1 \leq f', f'' \leq f_2$ лежат внутри полосы частот шума. Разностные гармоники дают шумовой пик напряжения шириной $\sim \Delta$, расположенный вблизи нулевых частот. Суммарные гармоники дают шумовой пик напряжения шириной $\sim 2\Delta$ с центральной частотой $2f_N$.

При расчете спектральной плотности напряжения $u(f)$ шумовых пиков необходимо учесть, что 1) в каждую составляющую спектра напряжения вносит вклад множество пар гармоник из спектра шума, поэтому нужно провести суммирование по спектру шума; 2) составляющие спектра магнитного шума некогерентны, поэтому следует складывать квадраты амплитуд гармоник напряжения, а затем вычислять спектральную плотность шумового напряжения.

Проведя вычисления, для спектральной плотности напряжения вблизи нулевых частот получаем

$$u(0) = (1/2)Ad_{31}\lambda^{(2)}(H)\sqrt{G(f)}, \quad (2)$$

$$\text{где } G(f) = \int_{f_1}^{f_2-f} h^2(f')h^2(f+f')df'.$$

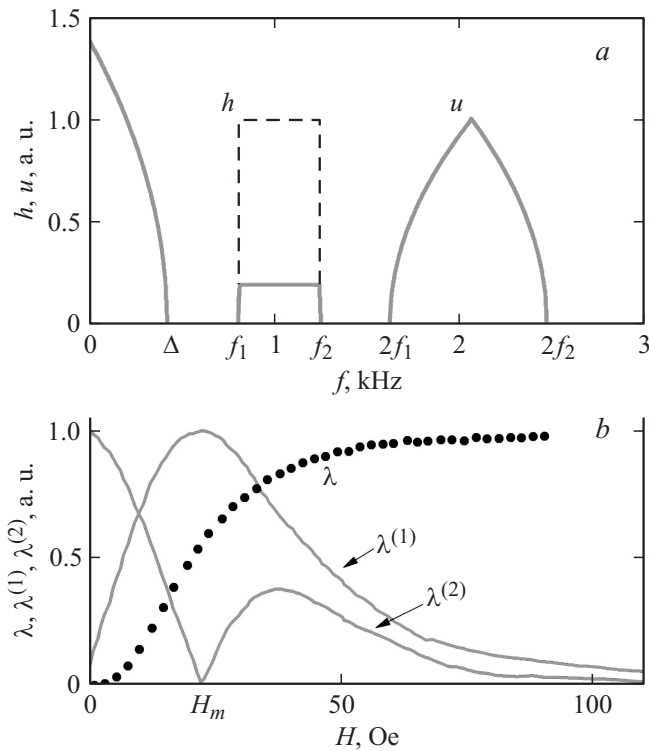


Рис. 3. *a* — спектр частот магнитного шума (штриховая линия) и расчетный спектр частот МЭ-напряжения (сплошная линия). *b* — зависимость магнито-стрикции λ (точки) и ее производных $\lambda^{(1)}, \lambda^{(2)}$ (сплошные линии) от поля H для слоя Metglas.

Для спектральной плотности напряжения вблизи частоты $2f_N$ получаем

$$u(2f_N) = (1/2)Ad_{31}\lambda^{(2)}(H)\sqrt{S(f)}, \tag{3}$$

где $S(f) = \int_{f_1}^{f_2} h^2(f')h^2(f - f'')df'$.

В случае магнитного шума со спектром прямоугольной формы $h(f') = h(f'') = h_N$ интеграл в (2) берется $G(f) = \sqrt{\Delta - f}h_N^4$, где

$\Delta = f_2 - f_1$ есть ширина спектра шума. Интеграл $S(f)$ в (3) — автокорреляционная функция, которая для спектра прямоугольной формы имеет вид треугольника с основанием шириной 2Δ и высотой $(1/2)h_N^4$.

Рассчитанный спектр частот напряжения от МЭ-структуры при возбуждении шумовой накачкой со спектром прямоугольной формы изображен на рис. 3, *a*. Сравнение формы кривых на рис. 1, *b* и 3, *a* указывает на качественное совпадение эксперимента с расчетом. Различия связаны с непрямоугольной формой реального спектра магнитного шума и искажением формы шумового пика напряжения вблизи нулевых частот из-за токов утечки в PZT.

Вид зависимостей высот пиков в спектре МЭ-напряжения от постоянного магнитного поля H , согласно (1)–(3), определяется полевой зависимостью линейного $\lambda^{(1)}(H)$ и нелинейного $\lambda^{(2)}(H)$ пьезомагнитных модулей ФМ-слоя структуры. Для проверки была измерена кривая магнитострикции $\lambda(H)$ слоя Metglas (рис. 3, *b*) и с ее помощью численным методом найдены полевые зависимости производных от магнитострикции по полю. Максимальные величины производных равнялись $\lambda_m^{(1)} \approx 7.5 \cdot 10^{-7} \text{ Ое}^{-1}$, $\lambda_m^{(2)}(H=0) \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ Ое}^{-2}$. Для сравнения кривые на рис. 3, *b* нормированы. Хорошее совпадение формы измеренных кривых на рис. 2, *a* и рассчитанных кривых на рис. 3, *b* подтверждает справедливость теории.

Из (1)–(3) следует, что высота шумового пика напряжения с центральной частотой $u_m(f_N)$ должна линейно зависеть от спектральной плотности шума h_N , а высота пиков напряжения $u_m(0)$ и $u_m(2f_N)$ — квадратично. Штриховыми линиями на рис. 2, *b* показаны соответственно линейная и квадратичная аппроксимации экспериментальных данных. Видно, что расчет хорошо описывает зависимость МЭ-напряжения от спектральной плотности магнитного шума.

Таким образом, в работе обнаружен и исследован эффект преобразования спектра магнитного шума в планарной МЭ-структуре Metglas–PZT–Metglas. Показано, что узкополосный шум со спектром прямоугольной формы и центральной частотой $f_N \approx 1 \text{ kHz}$ приводит к линейной генерации шумового напряжения на частоте шума f_N и нелинейной генерации шумового напряжения вблизи нулевых частот и в области удвоенной частоты $2f_N$. Форма пиков спектральной плотности шумового напряжения линейной и нелинейной компонент спектра, а также полевая и амплитудная зависимости напряжения описываются

теорией смешения магнитных полей в МЭ-структурах с нелинейной зависимостью магнитострикции от поля. Результаты исследований могут оказаться полезными при разработке высокочувствительных МЭ-датчиков магнитных полей.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 16-29-14017) и Министерством образования и науки РФ (проектная часть госзадания № 3.5350.2017/ВУ).

Список литературы

- [1] *Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G.* // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 054402.
- [2] *Kamentsev K.E., Fetisov Y.K., Srinivasan G.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 142510.
- [3] *Zhang W., Yin G., Cao J., Bai J., Wei F.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 032903.
- [4] *Fetisov L.Y., Fetisov Y.K., Sreenivasulu G., Srinivasan G.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 116101.
- [5] *Лалетин В.М., Филиппов Д.А., Фирсова Т.Ю.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 6. С. 11.
- [6] *Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О.* // ФТТ. 2014. Т. 56. В. 5. С. 944.
- [7] *Petrie J., Wiehland D., Gray D., Mandal S., Sreenivasulu G., Srinivasan G., Edelstein A.S.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 124506.
- [8] *Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov L.Y., Fetisov Y.K., Sreenivasulu G., Srinivasan G.* // J. Magn. Magn. Mater. 2014. V. 358–359. P. 98.
- [9] *Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov Y.K.* // J. Magn. Magn. Mater. 2016. V. 406. P. 217.