

05;06;12

## Сверхнизкочастотный магнитоэлектрический эффект в многослойной пленочной структуре феррит–пьезоэлектрик

© К.Е. Каменцев,<sup>1</sup> Ю.К. Фетисов,<sup>1</sup> G. Srinivasan<sup>2</sup><sup>1</sup> Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики, 119454 Москва, Россия

e-mail: fet:sov@mirea.ru

<sup>2</sup> Oakland University, Rochester, 48309 Michigan, USA

(Поступило в Редакцию 8 сентября 2006 г.)

Экспериментально исследован магнитоэлектрический (МЭ) эффект в многослойной пленочной структуре никель-цинковый феррит–цирконат-титанат свинца в области частот  $10^{-3}$ –10 Hz при гармонической модуляции магнитного поля с амплитудой до 1 кОе. Показано, что нелинейность магнитострикции феррита и проводимость слоев структуры приводят к удвоению частоты и искажению формы генерируемого МЭ напряжения. Амплитуда МЭ сигнала линейно падает с уменьшением частоты модуляции поля. Продемонстрирована возможность использования МЭ эффекта для детектирования сверхнизкочастотных магнитных полей.

PACS: 75.80.+q, 75.70.-i

### Введение

В последние годы большое внимание уделяется исследованию магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в многослойных композитных структурах, содержащих слои из магнитострикционного (МС) и пьезоэлектрического (ПЭ) материалов. Интерес к исследованиям обусловлен рекордно высокой величиной МЭ эффекта в многослойных структурах и перспективами создания на основе таких структур датчиков магнитных полей [1], твердотельных преобразователей напряжения [2] и электрогенераторов [3].

Магнитоэлектрический эффект представляет собой изменение электрической поляризации  $P$  образца во внешнем магнитном поле  $H$  или изменение намагниченности  $M$  образца во внешнем электрическом поле  $E$  [4]. В многослойных структурах эффект возникает как результат комбинации свойств отдельных слоев посредством механического взаимодействия между ними [5]. При приложении к структуре внешнего магнитного поля  $H$  слои из МС материала деформируются вследствие магнитострикции, что вызывает деформацию механически связанных с ними ПЭ слоев. Деформация ПЭ слоев приводит к изменению их электрической поляризации  $P$  вследствие пьезоэффекта. В результате на поверхностях структуры генерируются связанные заряды, которые создают электрическое поле напряженностью  $E = U/d$ , где  $U$  — разность потенциалов,  $d$  — толщина структуры. Величину МЭ эффекта характеризует магнитоэлектрический коэффициент  $\alpha_E = E/H = (U/d)/H$ , который измеряется в единицах (V/cm)/Oe.

МЭ эффект был обнаружен и исследован в целом ряде многослойных структур, изготовленных из различных материалов [6–10]. В качестве МС слоев использовались ферриты и металлы с большой магнитострикцией, в

качестве ПЭ слоев — керамика и кристаллы с большим пьезоэлектрическим эффектом. Показано, что величина МЭ эффекта зависит как от характеристик используемых материалов, так и от геометрии структуры, величины и ориентации магнитного поля. Коэффициент МЭ взаимодействия для многослойных структур может достигать значений  $\alpha_E \sim 10$  V/(cm · Oe), что на 2–3 порядка превышает МЭ коэффициент для монокристаллов [11]. В различных структурах МЭ эффект наблюдался в диапазоне частот изменения магнитного поля от 1 мHz до 1 MHz [12,13].

При исследовании МЭ эффекта до настоящего времени использовался в основном метод слабой модуляции магнитного поля [6–9]. Структура помещалась во внешнее постоянное магнитное поле достаточно большой напряженности  $H_0 = 0.1$ –5 кОе и одновременно прикладывалось к ней гармоническое магнитное поле малой амплитуды  $\delta H \sim 1$  Ое. Регистрировали амплитуду  $\delta U$  гармонического напряжения, генерируемого на поверхностях структуры. Метод позволяет измерять „динамический“ МЭ коэффициент  $\alpha_{Ed} = (\delta U/d)/\delta H$ . Однако динамический метод не дает информации об особенностях МЭ взаимодействия в знакопеременном поле и особенностях, обусловленных нелинейностью магнитных, магнитострикционных, электрических и пьезоэлектрических характеристик слоев структуры. В проведенных исследованиях не учитывалось влияние конечной проводимости компонентов структуры на величину и частотную зависимость МЭ-коэффициента.

В то же время для понимания физики МЭ эффекта в многослойных структурах и для использования эффекта важно знать особенности МЭ взаимодействия как в знакопеременных магнитных полях, так и при больших амплитудах модуляции поля, особенно в области низких и сверхнизких частот ( $f < 10$  Hz), когда время релак-

сации, обусловленной проводимостью слоев, становится сравнимым с характерным временем изменения поля.

В настоящей работе исследования МЭ эффекта выполнены методом квазистатического перемагничивания. Структура помещалась в медленно изменяющееся магнитное поле  $H(t)$ , амплитуда которого превышала поле насыщения магнитострикции магнитного слоя, и регистрировалось изменение электрического напряжения  $U(t)$ , генерируемого на поверхностях структуры. Измерения выполнены на толстопленочной структуре, содержащей слои никель-цинкового феррита и цирконата-титаната свинца. Показано, что метод квазистатического перемагничивания позволяет выявить как особенности нелинейных характеристик материалов, так и вклад проводимости слоев в формирование МЭ отклика структуры. Продемонстрирована возможность использования МЭ эффекта в многослойной структуре для измерения сверхнизкочастотных магнитных полей.

## Описание образцов и экспериментальной установки

В исследованиях использовались многослойные структуры, содержащие 11 чередующихся слоев никель-цинкового феррита состава  $\text{Ni}_{0.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$  (NZFO) и 10 слоев цирконата-титаната свинца состава  $\text{Pb}_{0.48}\text{Zr}_{0.52}\text{TiO}_3$  (PZT). Толщина слоев NZFO и PZT составляла около  $18\ \mu\text{m}$ . Слои были изготовлены методом толстопленочной керамической технологии [6] из порошков с размером частиц менее  $1\ \mu\text{m}$ . После изготовления структуры спрессовывались под давлением 3000 psi, отжигались при температуре 1200 K в течение 10 h и медленно охлаждались до комнатной температуры в течение 20 h. Затем на поверхности структур с помощью серебряной пасты наносились проводящие электроды. Изготовленные структуры поляризовались при температуре  $100^\circ\text{C}$  путем приложения к электродам постоянного напряжения 3 kV в течение 2 h. Фотография фрагмента поперечного сечения одной из структур приведена на рис. 1. Слои феррита NZFO имеют темный цвет, а слои керамики PZT — более светлые. Видно, что термообработка

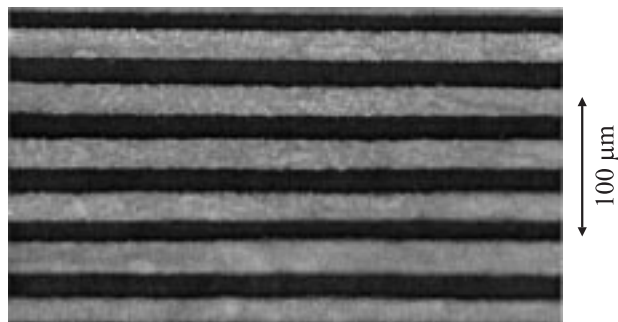


Рис. 1. Фрагмент поперечного сечения многослойной структуры NZFO–PZT.

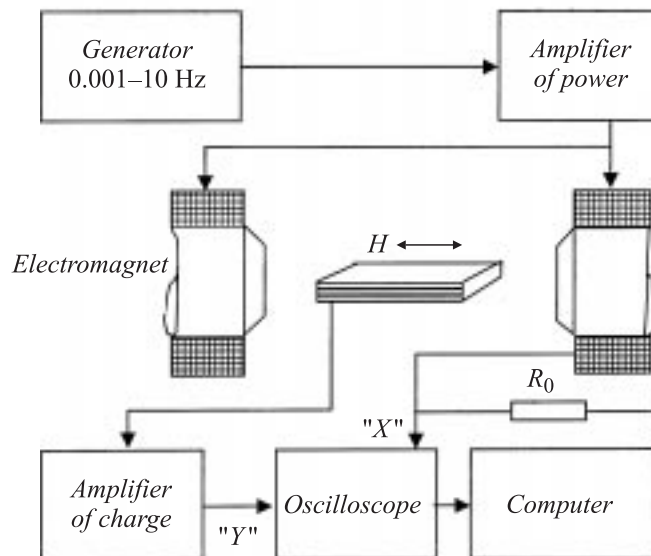


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки.

не нарушает слоистой структуры, однако приводит к неравномерности толщины слоев. Рентгенографические исследования показали, что после отжига в структурах сохраняются исходные фазы NZFO и PZT, образования каких-либо новых фаз на границах раздела слоев не обнаружено [14].

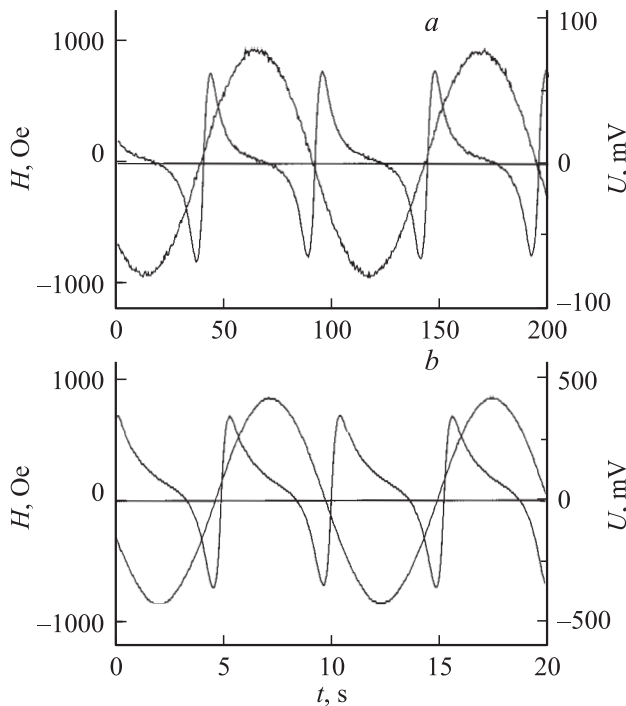
Из серии изготовленных структур был выбран один образец размером  $4 \times 5 \times 0.36\ \text{mm}$ , на котором были проведены описанные ниже измерения. Сопротивление и емкость структуры, измеренные на частоте 100 Hz при комнатной температуре, составляли  $R = 200\ \text{k}\Omega$  и  $C = 3\ \text{pF}$  соответственно.

Исследование МЭ эффекта проводилось на установке, блок-схема которой приведена на рис. 2. Структуру помещали между полюсами электромагнита в однородное магнитное поле  $H$ , направленное параллельно плоскости слоев. Сигнал от задающего генератора через усилитель мощности подавался на катушки электромагнита, что обеспечивало изменение напряженности поля по гармоническому закону с максимальной амплитудой  $H_0 = 1\ \text{kOe}$ . Напряжение  $U$  с обкладок структуры, генерируемое в результате МЭ эффекта, усиливалось и подавалось в цифровой осциллограф. Измерительный электрометрический усилитель В7-30 имел входное сопротивление более  $10^{12}\ \Omega$ , емкость 10 pF и коэффициент усиления 10 в полосе частот от 0 до 10 Hz. Напряженность магнитного поля  $H$  измерялась по току через электромагнит с помощью последовательно включенного сопротивления  $R_0$ . Файлы данных, содержащие до  $10^3$  точек, регистрировались и обрабатывались с помощью компьютера. Описанная установка позволяла исследовать характеристики МЭ эффекта в многослойных структурах в магнитных полях до 1 kOe в диапазоне частот изменения поля от  $10^{-3}$  до 10 Hz. Минимальный уровень регистрируемого МЭ напряжения определял-

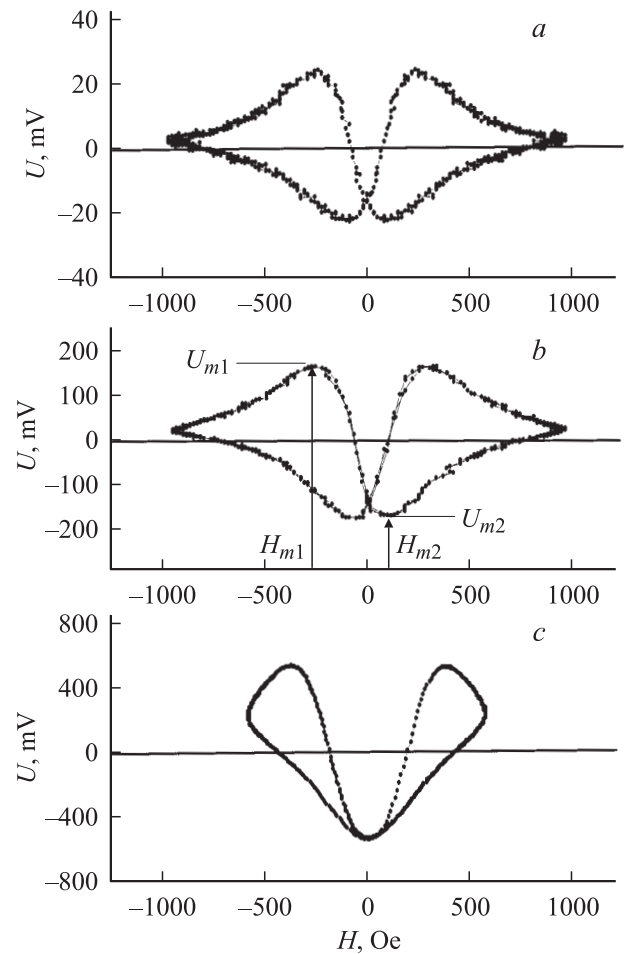
ся нестабильностью задающего генератора, величиной дрейфа нуля усилителя мощности и измерительного усилителя и составлял  $\sim 0.1$  мВ.

## Экспериментальные результаты

На рис. 3 приведены типичные зависимости магнитного поля  $H(t)$  и напряжения  $U(t)$ , генерируемого многослойной структурой вследствие МЭ эффекта, измеренные для частот модуляции поля  $f = 0.01$  и  $0.1$  Hz, при изменении поля по гармоническому закону  $H(t) = H_0 \cos(2\pi ft)$  с амплитудой  $H_0 = 1$  кОе. Видно, что выходное МЭ напряжение изменяется с удвоенной частотой. При этом полярность выходного сигнала положительна, когда модуль  $|H|$  увеличивается от нуля до максимума, и отрицательна, когда  $|H|$  уменьшается от максимума до нуля. Форма генерируемого сигнала  $U(t)$  в обоих случаях существенно отличается от гармонической. Напряжение  $U$  изменяется примерно по линейному закону от времени в области изменения поля  $|H| < H_m \approx 200-300$  Ое. При дальнейшем увеличении поля на кривых  $U(t)$  виден участок экспоненциального спада напряжения. Отметим, что напряжение  $U(t)$  отстает по фазе от поля  $H(t)$ . Величина  $U$  не обращается в нуль ни в момент времени, соответствующий  $H = 0$ , ни в момент времени, соответствующий  $|H| = H_0$ . Зависимости аналогичного вида были получены и для частот модуляции магнитного поля в диапазоне от  $10^{-3}$  до 1 Hz.

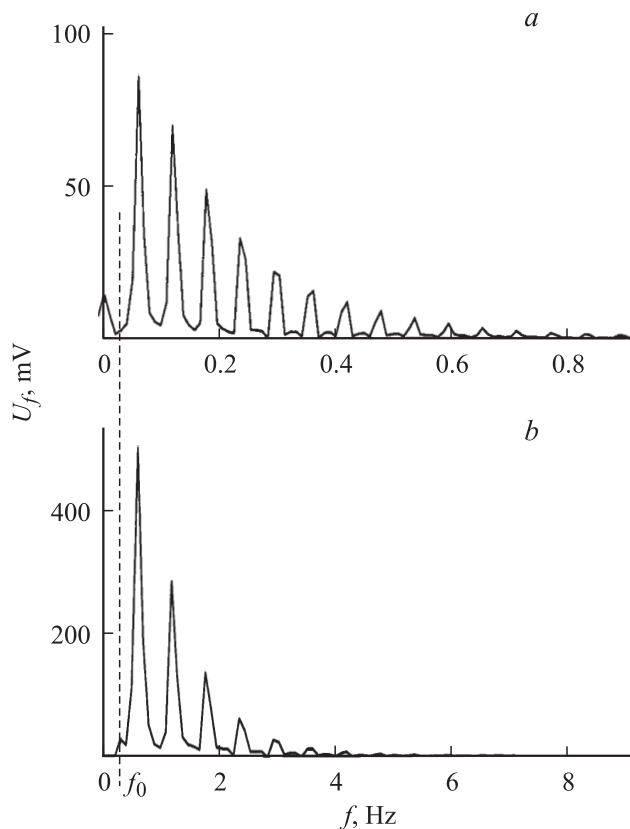


**Рис. 3.** Зависимости магнитного поля  $H(t)$  и МЭ напряжения  $U(t)$  от времени  $t$  при различных частотах модуляции поля  $f$ , Hz:  $a - 0.01$  и  $b - 0.1$ .



**Рис. 4.** Зависимости МЭ напряжения  $U$  от поля  $H$  при различных частотах модуляции поля  $f$ , Hz:  $a - 0.003$ ,  $b - 0.03$  и  $c - 0.3$ . Значения  $H_{m1}$ ,  $H_{m2}$ ,  $U_{m1}$  и  $U_{m2}$  указаны только на рис. 4,  $b$ .

Наглядное представление об особенностях МЭ эффекта в структуре при большой амплитуде модуляции поля дают показанные на рис. 4 зависимости генерируемого напряжения  $U$  от  $H$ . Кривые построены для частот модуляции магнитного поля  $f = 0.003$ ,  $0.03$  и  $0.3$  Hz с использованием данных, аналогичных приведенным на рис. 3. При малых частотах модуляции (рис. 4,  $a, b$ ) амплитуда поля  $H_0$  достигала 1 кОе, при  $0.3$  Hz и более (рис. 4,  $c$ ) — уменьшалась из-за индуктивности катушек электромагнита. Из рис. 4 видно, что для всех частот максимальное значение положительного напряжения  $|U_{m1}|$  несколько превышает максимальное значение отрицательного напряжения  $|U_{m2}|$ . С увеличением частоты модуляции  $f$  от  $0.003$  до  $0.3$  Hz максимальная величина генерируемого напряжения  $|U_{m1}|$  увеличивается от  $\sim 30$  до  $\sim 600$  мВ. Значение поля  $|H_{m1}|$ , при котором достигается максимум положительного напряжения, растет от  $\sim 200$  до  $\sim 400$  Ое, а значение поля  $|H_{m2}|$ , при котором максимально отрицательное напряжение, уменьшается от  $\sim 100$  Ое до нуля.



**Рис. 5.** Спектры частот МЭ сигнала  $U_f(f)$  при модуляции поля с разными частотами  $f$ , Hz:  $a$  — 0.03 и  $b$  — 0.3. Штриховая линия указывает частоту модуляции поля  $f_0$ .

На рис. 5 приведены типичные спектры частот напряжения  $U_f(f)$ , генерируемого многослойной структурой вследствие МЭ эффекта, для двух частот модуляции поля  $f = 0.03$  и  $0.3$  Hz. Спектры получены с помощью фурье-преобразования сигналов  $U(t)$ , аналогичных показанным на рис. 3. Для наглядности при сравнении спектров по горизонтальным осям на рис. 5 выбран диапазон изменения частоты, в 30 раз превышающий соответствующую частоту модуляции поля. Положение частоты модуляции  $f_0$  отмечено на рисунках вертикальной штриховой линией. Как видно из рис. 5, в спектре каждого сигнала присутствуют только четные гармоники. С увеличением частоты  $f_0$  модуляции поля амплитуда гармоник растет, а их число, необходимое для передачи формы МЭ сигнала, сокращается.

С уменьшением амплитуды  $H_0$  переменного поля для всех частот  $f$  модуляции форма выходного МЭ сигнала  $U(t)$ , приведенного на рис. 3, существенно изменялась. Амплитуда участков отрицательного напряжения  $|U_{m2}|$  постепенно уменьшалась и исчезали области экспоненциального изменения напряжения. При значениях  $H_0 \leq 400$  Oe участки отрицательного напряжения полностью исчезали и структура генерировала только переменное напряжение положительной полярности, по-прежнему, с удвоенной частотой.

## Оценки и обсуждение результатов

Для объяснения результатов воспользуемся качественной моделью формирования МЭ напряжения в многослойной композитной структуре. Свяжем величину генерируемого МЭ напряжения с параметрами МС и ПЭ слоев структуры, затем учтем нелинейность магнитострикции и влияние проводимости слоев на величину МЭ напряжения.

Рассмотрим многослойную структуру с незакрепленными внешними поверхностями, содержащую  $N$  пьезоэлектрических слоев толщиной  $D_p$  каждый и  $N$  магнитострикционных слоев толщиной  $D_m$  каждый. Пусть структура расположена в плоскости  $x-y$ , а ось  $z$  направлена по нормали к плоскости структуры. Приложение к структуре касательного магнитного поля  $H_x$ , направленного вдоль оси  $x$ , вызывает деформацию МС и ПЭ слоев в плоскости структуры вдоль направления поля  $V_x = \Delta l_x / l_x$ . Величина деформации при малых полях пропорциональна напряженности поля  $V_x = \beta \lambda_{11} H_x$ , где  $\lambda_{11}$  — коэффициент продольной магнитострикции для МС слоев, который, вообще говоря, также зависит от поля. Коэффициент  $\beta < 1$  учитывает уменьшение деформации за счет влияния ПЭ слоев. Жесткости слоев NZFO и PZT примерно равны, поэтому в первом приближении можно принять  $\beta \approx 1 - D_p / (D_p + D_m)$ . Для структуры с большим  $N$  деформация всех МС и ПЭ слоев примерно одинакова. Пренебрежем также эффектами размагничивания. Деформация ПЭ слоев структуры вызывает изменение их поляризации в поперечном направлении вследствие пьезоэлектрического эффекта  $\Delta P_z = d_{13} T_x = d_{13} V_x / v_{11}$ , где  $d_{13}$  — поперечный пьезоэлектрический коэффициент,  $T_x$  — механическое напряжение,  $v_{11}$  — коэффициент продольной податливости ПЭ материала. Все слои ПЭ соединены последовательно, на каждом индуцируются связанные заряды с поверхностной плотностью  $\sigma_{in} = \Delta P$  и появляется напряжение  $U_1 = \Delta P / (\epsilon_p \epsilon_0) D_p$ . Это приводит к генерации на внешних металлизированных поверхностях многослойной структуры МЭ напряжения  $U$ :

$$U = U_1 N = \left( 1 - \frac{D_p}{D_p + D_m} \right) \frac{d_{13} \lambda_{11} H_x}{v_{11} \epsilon_p \epsilon_0} D_p N, \quad (1)$$

где  $\epsilon_p$  — диэлектрическая проницаемость ПЭ слоев,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная.

После дифференцирования выражения (1) получим выражение для „динамического“ коэффициента:

$$\begin{aligned} \alpha_{Ed} &= \frac{\delta U / \delta H}{N(D_p + D_m)} \\ &= \frac{d_{13} \lambda_{11}}{v_{11} \epsilon_p \epsilon_0} \left( 1 - \frac{D_p}{D_p + D_m} \right) \frac{D_p}{D_p + D_m}. \end{aligned} \quad (2)$$

В качестве  $\lambda_{11}$  в формуле (2) надо уже брать производную  $\partial V_x / \partial H_x$  от деформации по полю при фиксированном значении  $H$  постоянного поля.

Как видно из соотношений (1) и (2), для получения максимального напряжения  $U$  и коэффициента  $\alpha_{Ed}$  следует использовать структуры с одинаковой толщиной слоев NZFO и PZT. При этом максимум  $U$  будет достигаться в полях насыщения магнитострикции, а максимум  $\delta U$  — в меньшем поле, соответствующем наибольшей крутизне магнитострикционной характеристики [6].

Оценка МЭ напряжения по формуле (1) при значениях параметров, соответствующих условиям эксперимента ( $D_p = D_m = 18 \cdot 10^{-6}$  м,  $N = 10$ ,  $d_{13} = 100 \cdot 10^{-12}$  C/N,  $\lambda_{11} H_x \approx 20 \cdot 10^{-6}$ ,  $\nu_{11} = 10 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/N,  $\epsilon_p = 1750$ ,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  F/m), дает напряжение  $U \approx 1.2$  В. Полученное значение  $U$  хорошо совпадает с результатами измерений.

Искажение формы МЭ сигнала  $U(t)$ , генерируемого многослойной структурой при гармонической модуляции поля с большой амплитудой (рис. 3), обусловлено главным образом нелинейностью магнитострикции феррита. Во-первых, магнитострикционная деформация сохраняет знак при изменении направления поля на противоположное. Это должно приводить к удвоению частоты генерируемого МЭ сигнала (что и наблюдается в эксперименте) и генерации напряжения только одной полярности. Во-вторых, из формулы (1) следует, что форма МЭ сигнала  $U(t)$  может искажаться из-за изменения коэффициента магнитострикции  $\lambda_{11}$  с увеличением  $H$ . Действительно, для никель-цинкового феррита состава  $\text{Ni}_{0.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$  зависимость продольной  $V_x$  и поперечной  $V_y$  деформаций от поля имеет вид, показанный на рис. 6 [15]. Кривые измерены с помощью резистивного датчика деформаций. В измерениях использовался объемный керамический образец размером  $10 \times 10 \times 0.5$  мм. Продольная деформация  $V_x$  отрицательна (т.е. имеет место сжатие слоев феррита вдоль направления поля) и на порядок больше поперечной  $V_y$ . Именно продольная деформация в нашем случае вносит основной вклад в МЭ эффект. В области полей  $H \leq 400$  Ое наблюдается примерно линейная зависимость  $V_x$  от  $H$ , при дальнейшем увеличении поля деформация насыщается на уровне  $V_{xs} \approx 20 \cdot 10^{-6}$ , т.е. коэффициент  $\lambda_{11}$  уменьшается. Из-за этого в области малых полей величина  $U$  пропорциональна полю  $H$ , и напряжение должно оставаться постоянным при дальнейшем возрастании поля.

Однако линейность магнитострикции не приводит к генерации МЭ напряжения  $U$  противоположной полярности и экспоненциальному уменьшению  $U$  в области полей насыщения магнитострикции (рис. 3 и 4). Оба эффекта можно объяснить, учитывая влияние конечной проводимости слоев структуры. Для этого представим многослойную структуру в виде плоского конденсатора с емкостью  $C$  и сопротивлением  $R$ , на обкладках которого вследствие МЭ эффекта индуцируются связанные заряды  $\pm q_{in}$ .

Динамику изменения заряда  $q_{in}$  и напряжения  $U$  на обкладках конденсатора при гармонической модуляции поля  $H$  с большой амплитудой поясняет рис. 7. В ин-

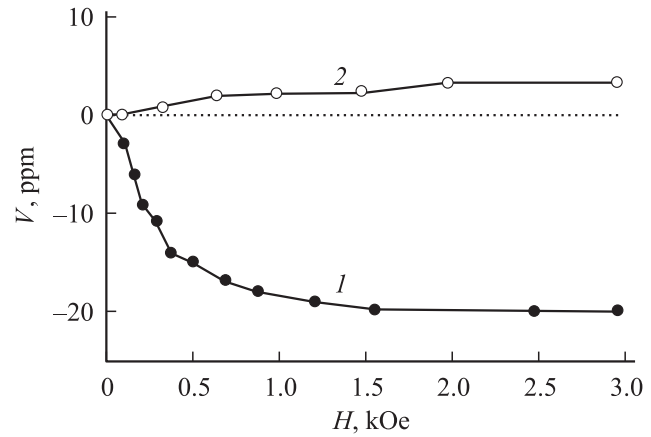


Рис. 6. Зависимость продольной  $V_x$  (кривая 1) и поперечной  $V_y$  (кривая 2) деформаций от магнитного поля  $H_x$  для структуры NZFO–PZT.

тервале времени от  $t_0$  до  $t_1$   $H$  быстро увеличивается и на одной из обкладок структуры индуцируется положительный связанный заряд  $+q_{in}$ , что приводит к росту выходного напряжения  $U$ . Однако с увеличением  $U$  растет и ток проводимости, в результате чего на обкладке накапливается свободный отрицательный заряд  $-q$ . Скорость нарастания полного заряда  $Q = q_{in} - q$  и напряжения  $U$  уменьшается. В момент времени  $t_1$  скорость увеличения индуцированного заряда  $+q_{in}$  падает из-за нелинейности магнитострикции и сравнивается со скоростью изменения свободного заряда  $-q$ . Полный заряд  $Q$  на обкладке и напряжение  $U$  достигают своего положительного максимума  $U_{m1}$ . В интервале времени от  $t_1$  до  $t_2$  индуцированный заряд  $+q_{in}$  изменяется слабо из-за насыщения магнитострикции, а отрицательный свободный заряд продолжает увеличиваться по модулю. В результате полный заряд  $Q$  и напряжение  $U$  на конденсаторе экспоненциально уменьшаются с постоянной времени  $\tau \approx RC$ . В интервал времени от  $t_2$  до  $t_4$  индуцированный заряд  $+q_{in}$  уменьшается, в результате

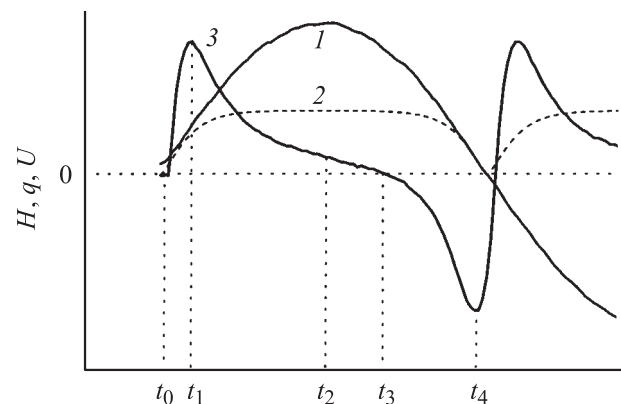


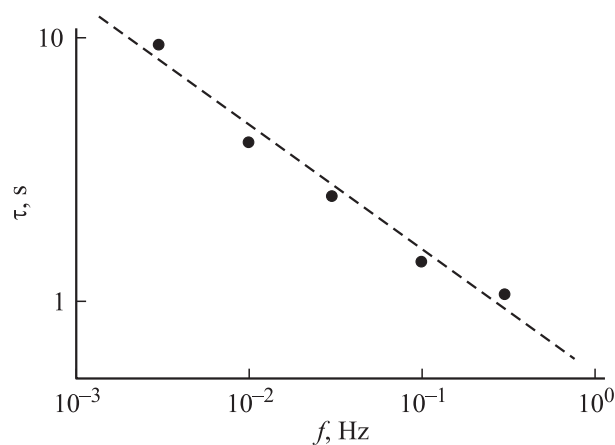
Рис. 7. Диаграмма изменения поля  $H$ , связанного заряда  $q_{in}$  и выходного МЭ напряжения  $U$  для многослойной структуры NZFO–PZT.

чего полный заряд на обкладке  $Q = q_{in} - q$  сначала обращается в нуль в момент времени  $t_3$ , затем меняет знак и становится отрицательным. Напряжение  $U$  на конденсаторе также становится отрицательным и экспоненциально увеличивается по модулю. В момент времени  $t_4$  связанный заряд  $q_{in}$  на обкладке обращается в нуль, модуль отрицательного напряжения  $|U_{m2}|$  достигает своего максимума. Величина максимума  $|U_{m2}|$  определяется величиной накопившегося свободного заряда. В последующие моменты времени  $t > t_4$  на обкладке вновь индуцируется положительный связанный заряд  $+q_{in}$ , напряжение  $U$  быстро увеличивается, вновь становится положительным, и весь процесс повторяется.

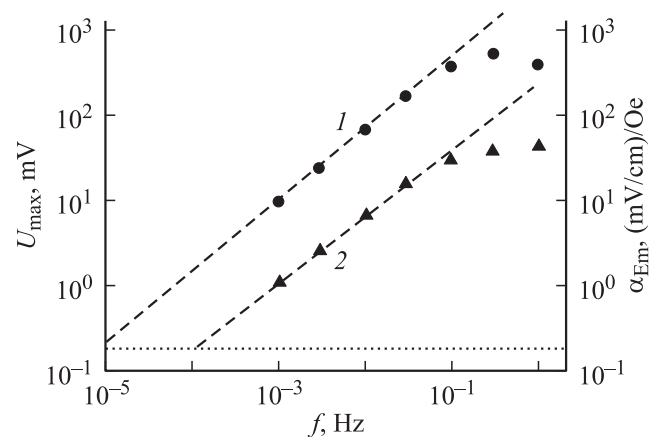
Приведенное рассмотрение показывает, что нелинейность магнитострикции и проводимость слоев структуры совместно приводят к генерации МЭ напряжения отрицательной полярности. При уменьшении амплитуды поля  $H_0$  до значений, когда магнитострикция уже не выходит на насыщение, участки отрицательного напряжения на зависимости  $U(t)$  должны исчезать. Именно это и наблюдалось в эксперименте.

Отставание фазы МЭ напряжения  $U$ , генерируемого структурой, от фазы модулирующего поля  $H$  (рис. 3) обусловлено в основном проводимостью структуры. Дополнительный вклад в отставание фазы может вносить также магнитный гистерезис слоев феррита.

Измерения показали, что для многослойной структуры NZFO–PZT характерное время релаксации  $\tau$  зависит от частоты модуляции поля. Найденная по экспоненциальным участкам кривых  $U(t)$  (рис. 3) зависимость  $\tau(f)$  приведена на рис. 8. В двойном логарифмическом масштабе зависимость имеет примерно линейный вид и удовлетворительно аппроксимируется степенной функцией  $\tau \sim 1/f^{0.5}$ . Уменьшение времени релаксации  $\tau$  с ростом частоты обусловлено в основном частотной зависимостью емкости  $C$  и сопротивления  $R$  структуры. Сопротивление диэлектриков в широкой области частот



**Рис. 8.** Зависимость времени релаксации  $\tau$  от частоты  $f$  модуляции поля для многослойной структуры NZFO–PZT. Штриховая линия — экстраполяция данных степенной функцией.



**Рис. 9.** Зависимость максимального напряжения  $U_{m1}$  (кривая 1) и максимального МЭ коэффициента  $\alpha_{F \max}$  (кривая 2) от частоты  $f$  модуляции поля для NZFO–PZT-структуры. Штриховые линии — экстраполяция экспериментальных данных степенными функциями. Пунктир — уровень шума.

обычно падает с увеличением частоты как  $R \sim 1/f$  из-за прыжкового характера проводимости [16]. Кроме того, к изменению  $\tau$  в области сверхнизких частот могут приводить также процессы релаксации напряжений на границах раздела слоев феррита и пьезоэлектрика.

На рис. 9 показаны зависимости максимального напряжения  $U_{m1}$ , генерируемого МЭ структурой, и максимального значения МЭ коэффициента  $\alpha_{Em} = (U_{m1}/d)H_{m1}$  от частоты  $f$  модуляции поля. Зависимости рассчитаны по данным, аналогичным представленным на рис. 4, и приведены в двойном логарифмическом масштабе. В диапазоне частот от  $10^{-3}$  до  $\sim 0.3$  Hz обе зависимости удовлетворительно экстраполируются линейной функцией  $U_{m1}(f) \sim f$  и  $\alpha_{Em}(f) \sim f$ . Отклонение зависимостей от линейного закона на частотах  $f > 0.1$  Hz обусловлено уменьшением амплитуды модуляции поля  $H_0$  вследствие влияния индуктивности катушек электромагнита.

Падение амплитуды МЭ напряжения с уменьшением  $f$  происходит из-за конечной проводимости структуры. С уменьшением частоты снижается скорость нарастания индуцированного заряда  $q_{in}$  на обкладках конденсатора. Поэтому обусловленная токами проводимости компенсация полного заряда  $Q = q_{in} - q$  вблизи поля насыщения магнитострикции достигается при меньших  $Q$  и, следовательно, при меньших значениях напряжения  $U_{m1}$ . Обусловленное проводимостью уменьшение  $U_{m1}$  со снижением частоты приводит к значительному уменьшению МЭ коэффициента. Измеренная зависимость  $\alpha_{Em}(f)$  согласуется с результатами расчета [17], где для случая слабой модуляции поля с низкими частотами предсказывается линейная зависимость МЭ коэффициента от частоты  $\alpha_{Em} \sim f$ .

Пунктиром на рис. 9 отмечен измеренный уровень шумов установки  $U_n \sim 0.1$  mV, включающий тепловые шумы структуры, шумы усилителя, нестабильность питания электромагнита, магнитный и пьезоэлектрический

шумы. Экстраполяция данных до уровня шума показывает, что описанная МЭ структура может быть использована для регистрации магнитных полей с амплитудой в сотни эрстед на частотах до  $\sim 10^{-5}$  Hz либо полей с амплитудой в единицы эрстед на частотах до  $\sim 10^{-3}$  Hz.

## Заключение

Методом квазистатического перемагничивания экспериментально исследованы характеристики МЭ эффекта в многослойной пленочной структуре NZFO–PZT в области сверхнизких частот  $10^{-3}$ –10 Hz при амплитудах магнитного поля до 1 кОе. Показано, что при гармонической модуляции поля с большой амплитудой нелинейность магнитострикции феррита приводит к удвоению частоты и искажению формы генерируемого МЭ напряжения. Установлено, что на величину МЭ напряжения сильно влияют релаксационные процессы, возникающие из-за конечной проводимости слоев структуры. Релаксация и нелинейность магнитострикции при больших амплитудах модуляции поля приводят к генерации МЭ напряжения переменной полярности. Из-за конечной проводимости слоев структуры наблюдается уменьшение генерируемого МЭ напряжения и величины МЭ коэффициента при понижении частоты магнитного поля. Обнаружено, что характерное время релаксации в структуре феррит–пьезоэлектрик непостоянно. Время релаксации уменьшается с ростом частоты из-за частотной зависимости диэлектрической проницаемости и удельного сопротивления диэлектриков. Показана возможность использования МЭ эффекта в многослойной структуре для регистрации переменных магнитных полей с частотами до  $10^{-5}$  Hz.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 1351) и National Science Foundation U.S. (грант DMR=0606153).

## Список литературы

- [1] Fetisov Y., Bush A., Kamentsev K. et al. // IEEE Sensors J. 2006. Vol. 6. N 4. P. 1–4.
- [2] Dong S., Li J.F., Viehland D. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. N 16. P. 3534–3536.
- [3] Bayrashev A., Robbins W., Ziaie B. // Sensors and actuators. A. 2004. Vol. 114. P. 244–249.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [5] Van Suchtelen J. // Philips Res. Rep. 1972. Vol. 27. P. 28–37.
- [6] Srinivasan G., Rasmussen E.T., Gallegos J. et al. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 214 408 (1–6).
- [7] Ryu J., Priya S., Uchino K. et al. // J. of Electroceramics. 2002. Vol. 8. P. 107–119.
- [8] Zhai J., Cai N., Shi Z. et al. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. N 10. P. 5685–5690.
- [9] Dong S., Zhai J., Bei F. et al. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 103 902 (1–6).
- [10] Fiebig M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. R1–R30.

- [11] Астров Д.И. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. № 4. С. 1035–1041.
- [12] Dong S., Zhai J., Xing Z. et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. P. 102 901 (1–3).
- [13] Fetisov Y.K., Kamentsev K.E., Ostashchenko A.Y. et al. // Solid State Comm. 2004. Vol. 132. P. 13–17.
- [14] Srinivasan G., Rasmussen E.T., Bush A.A. et al. // Appl. Phys. A. 2003. Vol. 76. P. 1–8.
- [15] Srinivasan G., Rasmussen E.T., Hayes R. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. P. 014 418 (1–10).
- [16] Jonscher A.K. Dielectric relaxation in solids. London: Chelsea Dielectric Press, 1983. 380 p.
- [17] Петров В.М., Бичурин М.И., Сринивасан Г. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 8. С. 81–84.