

Магнитоэлектрические характеристики структуры аморфный сплав АМАГ/цирконат-титанат свинца/аморфный сплав АМАГ

© Д.А. Филиппов,¹ С.О. Сапельников,¹ Jitao Zhang²

¹ Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, 173003 Великий Новгород, Россия

² College of Electrical and Information Engineering, Zhengzhou University of Light Industry, 450002 Zhengzhou, China

e-mail: dmitry.filippov@novsu.ru, dmitrij_filippov_57@mail.ru

Поступило в Редакцию 28 июля 2025 г.

В окончательной редакции 24 октября 2025 г.

Принято к публикации 5 ноября 2025 г.

Проведены исследования полевых, частотных и нагрузочных характеристик линейного магнитоэлектрического эффекта трехслойных структур на основе аморфного сплава АМАГ и цирконата титаната свинца в низкочастотной области спектра и в области электромеханического резонанса. Рассмотрено влияние толщины магнетика на магнитоэлектрические характеристики указанных структур. Величина оптимального поля подмагничивания, соответствующая максимуму магнитоэлектрического отклика, возрастает с увеличением толщины магнетика, при этом величина низкочастотного магнитоэлектрического коэффициента по напряжению и резонансная частота также нелинейно возрастают. Результаты эксперимента хорошо совпадают с теоретическими предсказаниями.

Ключевые слова: композиционная структура, магнитострикция, пьезоэлектричество, магнитоэлектрический эффект, магнитоэлектрический коэффициент по напряжению.

DOI: 10.61011/JTF.2026.03.62537.174-25

Введение

Композиционные структуры, объединяющие магнитострикционные и пьезоэлектрические компоненты, открывают значительные перспективы для разработки устройств в области страйтроники — динамично развивающейся отрасли современной электроники [1]. Ключевой особенностью таких гетерогенных систем является наличие в них магнитоэлектрического (МЭ) эффекта, принципиально отсутствующего в каждой из фаз по отдельности. Данный эффект возникает благодаря механическому взаимодействию на границе раздела магнитострикционного и пьезоэлектрического материалов [2]. При воздействии переменного магнитного поля магнитострикционная фаза генерирует деформации, которые передаются посредством механической связи в пьезоэлектрическую фазу. Это индуцирует в последней электрическую поляризацию вследствие прямого пьезоэффекта. Уникальные характеристики МЭ структур делают их основой для создания нового поколения устройств: электрически и магнитно-управляемых индуктивных элементов [3,4]; сборников энергии (энергетических харвестеров) [5]; преобразователей ток/напряжение (магнитоэлектрических гираторов) [6,7]; высокочувствительных магнитометрических сенсоров [8–14]; а также компактных МЭ антенн [15,16].

Величина МЭ отклика пропорциональна произведению пьезоэлектрического коэффициента d на пьезомаг-

нитный коэффициент

$$q = \frac{\partial \lambda(H)}{\partial H} \Big|_{H=H_{bias}},$$

где λ — магнитострикция, H_{bias} — поле подмагничивания. При измерениях поле подмагничивания выбирается таким образом, чтобы оно соответствовало максимуму пьезомагнитного коэффициента, т.е. $H_{bias} = H_{opt}$. Аморфные сплавы на основе FeBSiC (Metglas — США, Германия; АМАГ — Россия) имеют преимущество перед остальными магнетиками в том, что максимум пьезомагнитного коэффициента наблюдается в полях подмагничивания H_{opt} порядка единиц кА/м [17,18], в то время как для пермандюра это поле подмагничивания составляет несколько десятков единиц кА/м [19]. Проблема использования аморфного сплава для изготовления МЭ структур заключается в том, что он выпускается в виде лент толщиной 20–25 μm , а максимальное значение МЭ отклика наблюдается в случае, когда толщина магнетика примерно равна толщине пьезоэлектрика, которая, как правило, составляет несколько сотен микрон. Для того чтобы выполнялось это соотношение, необходимо при изготовлении структур использовать магнитострикционный слой, состоящий из нескольких слоев фольги аморфного сплава, что усложняет технологию изготовления структур. Ранее МЭ эффект в структурах на основе Metglas изучался в работах [20–23]. В работе [20] исследованы полевые и частотные характеристики МЭ отклика структуры, где в качестве пьезоэлектрика использовалась пьезокерамика на основе цирконата тита-

ната свинца (ЦТС, PZT). Исследовались МЭ свойства симметричной структуры Metglas/PZT/Metglas в зависимости от отношения толщины магнитострикционного слоя к толщине образца при фиксированной толщине пьезоэлектрика равной 0.5 mm. Экспериментально получено, что полевая зависимость МЭ коэффициента по напряжению (МЭВК) имеет максимум в поле подмагничивания, величина которого изменяется от 2.8 до 13.5 kA/m при изменении отношения толщин от 0.107 до 0.590 (один слой Metglas толщиной 30 μ m с каждой стороны пьезоэлектрика и 12 слоев соответственно). Величина МЭВК при оптимальном поле подмагничивания вначале возрастает от значения 275 mV/A при отношении толщин 0.107, достигает максимума, равного 680 mV/A, при отношении толщин, равном значению 0.519, а затем убывает до значения 440 mV/A при отношении толщин 0.590. Частотная зависимость МЭВК имеет максимум на частоте электромеханического резонанса, частота которого нелинейно увеличивается с увеличением отношения толщин. В работе [21] также исследовался МЭ отклик в трехслойной структуре Metglas/PZT/Metglas. Показано, что величина МЭВК возрастает примерно в 1.5–1.75 раза при увеличении толщины магнитострикционного слоя от 50 до 150 μ m. В работе [22] было проведено исследование МЭ датчика магнитного поля на основе структуры Metglas/Quartz/Metglas. Показано, что данный датчик способен регистрировать поля порядка нескольких pT на частоте 1 Hz. Резонансная частота такой структуры убывает с увеличением числа слоев Metglas, а резонансное значение МЭВК вначале увеличивается с увеличением числа слоев, достигает максимума при числе слоев, равном 14, а затем уменьшается. В [23] проведено исследование характеристик МЭ трансформатора на основе структуры Metglas/PZT/Metglas с переменным числом слоев Metglas от 1 до 3 с каждой стороны пьезоэлектрика. В отличие от работ [20, 21], в которых направления намагниченности и поляризации были перпендикулярны друг другу, в [23] их направления были коллинеарны и лежали в плоскости образца. Показано, что с увеличением числа слоев от 1 до 3 значение H_{opt} возрастает от 1.2 kA/m до значения 2.4 kA/m, а резонансная частота изменяется от 50.0 до 50.9 kHz.

Аморфный магнитомягкий сплав (АМАГ), производимый в России (Мстатор, Боровичи), хотя и является аналогом сплава Metglas, однако имеет характеристики [24], несколько отличающиеся от сплава Metglas [25]. В настоящей работе рассмотрены полевые, частотные и нагрузочные характеристики МЭ отклика трехслойных структур АМАГ/ЦТС/АМАГ с различным числом слоев аморфного сплава. Показано, что МЭ структуры на основе сплава АМАГ по своим характеристикам не уступают МЭ структурам на основе зарубежных аналогов и могут быть рекомендованы для создания устройств на основе МЭ эффекта, таких как датчики магнитного поля, гироскопы, делители мощности, магнитоэлектрические антенны и т. д.

1. Материалы и методы

Для исследований были изготовлены трехслойные симметричные структуры магнитострикционный аморфный сплав/пьезоэлектрик/магнитострикционный аморфный сплав. При изготовлении образцов предпочтение было отдано симметричной трехслойной конфигурации перед двухслойной конфигурацией. Это было обусловлено тем, что в ней отсутствуют конкурирующие моды колебаний. В асимметричной двухслойной структуре планарные колебания накладываются на изгибные, взаимно ослабляя МЭ преобразование [26]. Трехслойная симметричная структура, напротив, при возбуждении магнитным полем в плоскости образца генерирует исключительно планарные колебания, обеспечивая более высокий коэффициент МЭ преобразования.

Магнитострикционно-пьезоэлектрическая структура состояла из пьезокерамической пластины ЦТС-19 (габариты 20 \times 5 \times 0.3 mm) с серебряными электродами, нанесенными методом высокотемпературного вжигания („Пьезоприбор“, Россия). К обеим ее сторонам крепились kleem марки „Loctite 435“ магнитострикционные элементы из фольги АМАГ 212N (ПАО „Мстатор“, Россия; толщина 20 μ m, размер 18 \times 5 mm). Для увеличения МЭ отклика, достигаемого при соизмеримости толщины пьезоэлектрического слоя (t_p) и толщины магнитострикционного слоя (t_m), последний формировался из пакетов фольги. (Здесь и далее индексы p и m обозначают тип материала: p — пьезоэлектрик, m — магнетик.) Были изготовлены четыре варианта структур с толщиной магнитострикционного слоя $t_m = 40, 80, 120$ и 160 μ m (соответственно 1–4 слоя фольги с каждой стороны). Схематичное изображение гетероструктуры показано на рис. 1.

В качестве основных характеристик, используемых для описания МЭ отклика, в настоящей работе был использован МЭВК α_E , который определяли с помощью следующего соотношения:

$$\alpha_E = \left(\frac{V}{t_p h} \right), \quad (1)$$

где h — величина переменного магнитного поля, V — выходное напряжение.

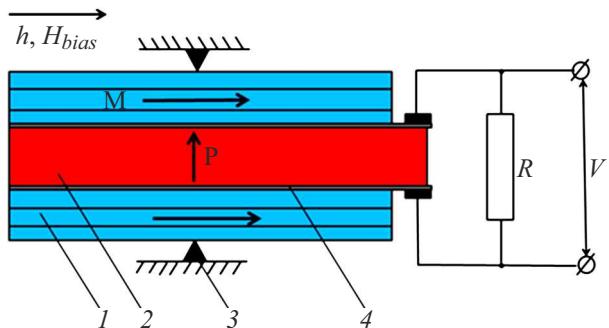


Рис. 1. Схематичное изображение МЭ гетероструктуры: 1 — магнитострикционный слой (АМАГ 212 N), 2 — пьезоэлектрик (ЦТС-19), 3 — опоры, 4 — тонкий слой Ag.

МЭВК определяли путем регистрации напряжения на образце, помещенном в комбинированное магнитное поле: переменное h и поле смещения H_{bias} , величина которого была равна H_{opt} и изменялась в зависимости от толщины образца. Оба поля были сонаправлены друг другу и лежали в плоскости образца вдоль его длинной оси и перпендикулярны вектору поляризации пьезоэлектрика. Измерения МЭ напряжения проводились вольтметром GDM 79061, при этом входное сопротивление вольтметра 100 М Ω было много больше сопротивления магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, которое на частоте $f = 10$ kHz было равно 3 k Ω , поэтому условие разомкнутой цепи выполнялось достаточно хорошо.

Сначала исследовали полевую зависимость МЭВК при фиксированной частоте переменного магнитного поля $f = 10$ kHz и амплитуде переменного, равной $h = 64$ A/m. Затем, установив значение H_{bias} , соответствующее максимуму МЭ отклика, т.е. значение $H_{bias} = H_{opt}$, измеряли частотные и нагрузочные характеристики для каждого образца.

Частотная характеристика измерялась при условии разомкнутой цепи, а нагрузочные характеристики изменились на частотах как вдали от резонанса на частоте 10 kHz, так и на резонансных частотах.

2. Результаты и обсуждения

На рис. 2 представлены результаты измерения полевой зависимости усредненного (при возрастании и убывании поля подмагничивания) значения МЭВК в низкочастотной области при различных толщинах магнитострикционного слоя.

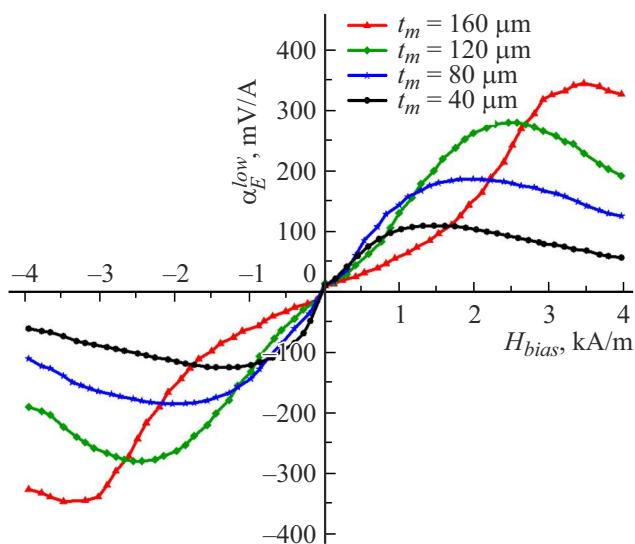


Рис. 2. Зависимость МЭВК от поля подмагничивания для четырех образцов с разной толщиной магнитострикционного слоя на частоте $f = 10$ kHz. Толщина пьезоэлектрика $t_p = 300 \mu m$.

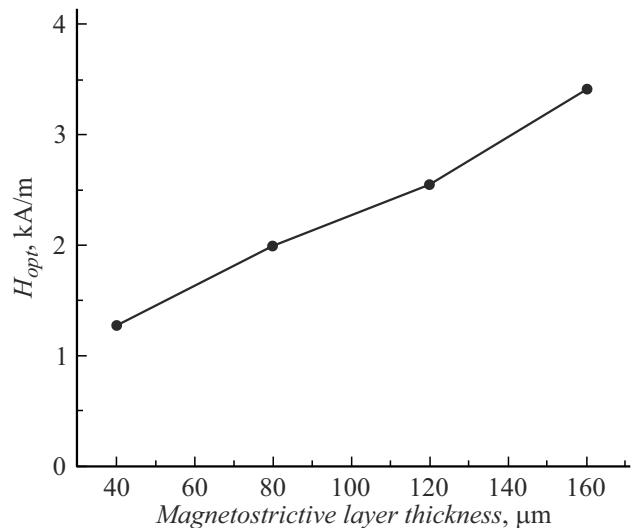


Рис. 3. Зависимость оптимального поля подмагничивания H_{opt} от толщины магнитострикционного слоя.

Как следует из рис. 2, полевая зависимость МЭВК имеет типичный вид, обусловленный зависимостью магнитострикции аморфного сплава от поля подмагничивания [18]. Максимум МЭВК наблюдается в поле подмагничивания H_{opt} , причем величина этого поля увеличивается с увеличением толщины магнитострикционного слоя. На рис. 3 приведена зависимость оптимального поля подмагничивания от толщины магнитострикционного слоя.

Анализ рис. 3 выявил корреляцию между толщиной магнитострикционного слоя и оптимальным полем подмагничивания: увеличение толщины магнитострикционного слоя от 40 до 160 μm сопровождается почти линейным ростом величины оптимального поля подмагничивания от 1.28 до 3.42 kA/m. Данная тенденция указывает на смещение максимума МЭВК в область более сильных полей по мере утолщения магнетика.

Этот факт можно объяснить тем, что на самом деле магнитострикция является не функцией напряженности магнитного поля, а функцией намагниченности, которая зависит от формы образца через коэффициенты размагничивания. При увеличении толщины магнитострикционного слоя происходит изменение коэффициентов размагничивания, что приводит к изменению зависимости намагниченности от напряженности магнитного поля. Как показано в [27], размагничивающий фактор N пластины прямоугольной формы определяется ее относительной длиной $l_{rel} = L/t$ (L — длина, t — толщина пластины), уменьшаясь при росте l_{rel} . Утолщение магнитострикционного слоя снижает l_{rel} , что влечет за собой увеличение N . Это, в свою очередь, объясняет наблюдаемый сдвиг оптимального поля H_{opt} (соответствующего максимуму МЭ отклика) в область больших значений.

Следует отметить, что увеличение H_{opt} при увеличении толщины магнитострикционного слоя на похожих структурах, наблюдалось в работе [23], в которой исследовался трансформатор напряжения на основе МЭ эффекта. Отличие настоящей работы от работы [23] заключается в том, что в настоящей работе МЭ отклик исследовался при поперечной ориентации электрического и магнитного полей, в то время как в работе [23] МЭ отклик исследовался при параллельной ориентации полей (продольный МЭ эффект).

Максимальное значение МЭВК в поле подмагничивания H_{opt} также увеличивается с увеличением толщины магнитострикционного слоя. Этот факт хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями. Согласно [26], величина МЭВК в низкочастотной области определяется следующим выражением:

$$\alpha_E^{low} = \frac{Y_p d_{31} q_{11}}{\varepsilon_{33} \varepsilon_0} \frac{Y_m t_m}{(Y_m t_m + Y_p t_p)}. \quad (2)$$

Здесь Y_m , Y_p — модули Юнга магнетика и пьезоэлектрика соответственно, d_{31} и q_{11} обозначают пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты, ε_{33} — относительная проницаемость пьезоэлектрика, а ε_0 диэлектрическая постоянная $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$. На резонансной частоте величина МЭВК усиливается в Q раз (Q — добротность структуры). Анализ выражения (2) показывает, что при малых толщинах магнетика ($Y_m t_m \ll Y_p t_p$) МЭВК растет пропорционально величине t_m . С дальнейшим ростом толщины зависимость становится нелинейной, асимптотически приближаясь к насыщению при значениях $Y_m t_m \gg Y_p t_p$.

На рис. 4 представлена полученная экспериментально зависимость МЭВК от толщины магнетика на частоте $f = 10 \text{ kHz}$ и рассчитанная теоретически по формуле (2) при поле подмагничивания $H_{bias} = H_{opt}$. Для расчетов использовались следующие значения

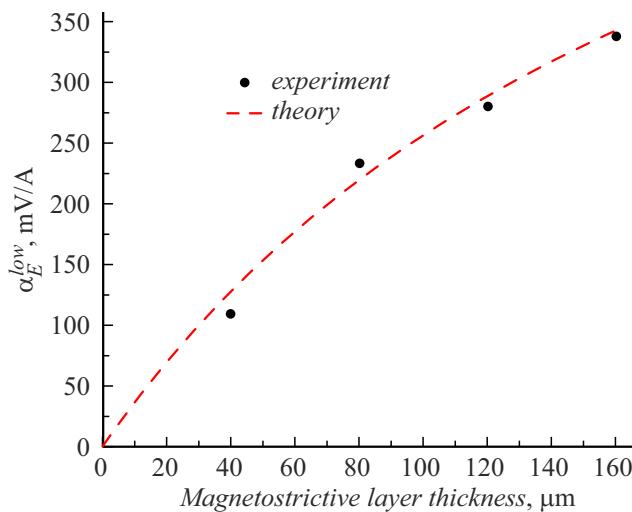


Рис. 4. Зависимость низкочастотного ($f = 10 \text{ kHz}$) МЭВК от толщины магнитострикционного слоя при оптимальных полях подмагничивания. Толщина пьезоэлектрика $t_p = 300 \mu\text{m}$.

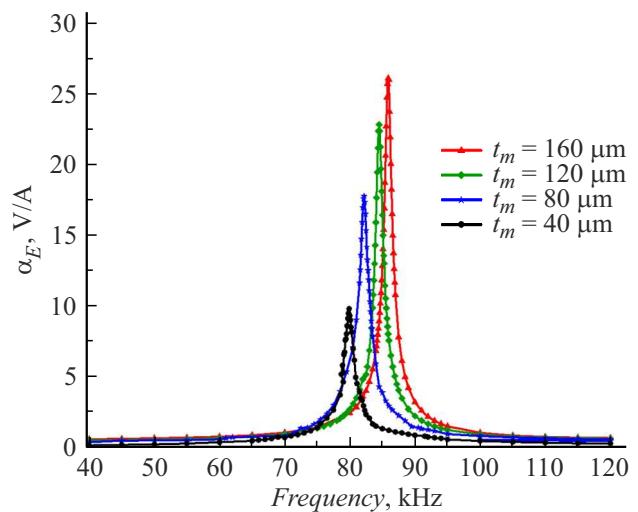


Рис. 5. Частотная зависимость МЭВК для образцов с различной толщиной магнитострикционного слоя. Толщина пьезоэлектрика $t_p = 300 \mu\text{m}$.

параметров пьезоэлектрика и магнетика: $Y_p = 67 \text{ GPa}$, $Y_m = 110 \text{ GPa}$, $\varepsilon_{33} = 1750$, $d_{31} = -175 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$, $q_{11} = 0.95 \cdot 10^{-9} \text{ m/A}$. Кроме того, в расчетах предполагалось, что форма кривой магнитострикции от намагниченности образца не изменялась, т. е. максимум пьезомагнитного коэффициента наблюдался при тех же значениях намагниченности вне зависимости от толщины образца. Это позволяло считать, что величина пьезомагнитного коэффициента остается постоянной при различных толщинах образца.

Как следует из рис. 4, наблюдается хорошее соответствие экспериментальных значений с теоретическими результатами. При увеличении толщины магнитострикционного слоя от 40 до $160 \mu\text{m}$ наблюдалось 3-х кратное увеличение МЭВК от значения 110 до 340 mV/A . В работе [20] при увеличении числа магнитострикционных слоев Metglas от 1 до 4-х значение МЭВК увеличивалось в 2.3 раза, достигало максимума при числе слоев, равном 9, а затем уменьшалось при 12 слоях Metglas. Это уменьшение, по всей видимости, связано с тем, что при большом числе слоев ухудшается качество механической связи между слоями.

На рис. 5 представлены частотные зависимости МЭВК для четырех образцов, измеренные в полях подмагничивания, соответствующие максимальному МЭ отклику.

Как видно на рис. 5, в области электромеханического резонанса (ЭМР) наблюдается пиковое увеличение МЭВК. На частотах 80.0, 82.2, 84.5, и 85.9 kHz соответственно при толщине магнитострикционного слоя 40, 80, 120 и $160 \mu\text{m}$ наблюдается резонансное увеличение МЭВК, при этом резонансное значение МЭВК достигает величины 10, 18, 23 и 26 V/A при добротности структуры 80, 95, 84 и 82. Уменьшение добротности с ростом числа слоев аморфного сплава связано с увеличением толщины клеевого соединения, что приводит к

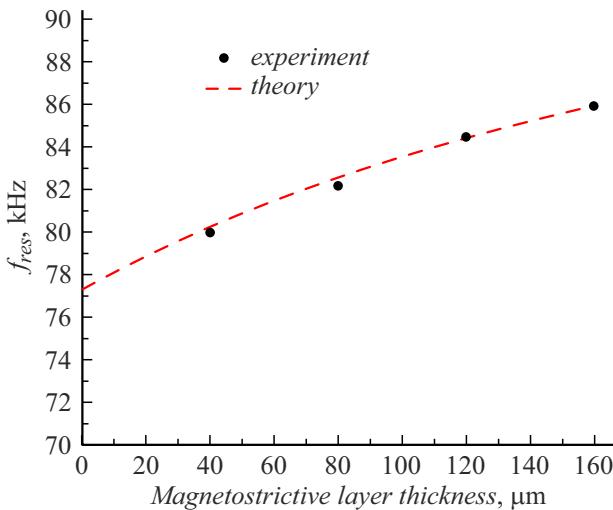


Рис. 6. Зависимость резонансной частоты от толщины магнитострикционного слоя.

ухудшению механической связи между слоями. Частотная зависимость МЭВК для симметричной трехслойной структуры, согласно [28], определяется выражением

$$\alpha_E = \frac{Y_p d_{31} q_{11}}{\varepsilon_{33} \varepsilon_0} \frac{Y_m t_m}{(Y_m t_m + Y_p t_p)} \frac{1}{\Delta_a} \frac{\tan(\kappa)}{\kappa}, \quad (3)$$

где $\kappa = k L_{\text{eff}}/2$ — безразмерный параметр, $k = \sqrt{\frac{\rho_{\text{eff}}}{Y_{\text{eff}}}} \omega$ — волновое число, $L_{\text{eff}} = (L_m t_m + L_p t_p)/t$, $\rho_{\text{eff}} = (\rho_m t_m + \rho_p t_p)/t$, $Y_{\text{eff}} = (Y_m t_m + Y_p t_p)/t$ — эффективная длина, плотность и модуль Юнга гетероструктуры, L_m , L_p — длина магнитострикционного и пьезоэлектрического слоя, $t = t_m + t_p$ — полная толщина образца, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота.

Введенный безразмерный параметр Δ_a характеризует условие достижения пикового значения МЭВК и определяется выражением:

$$\Delta_a = 1 - k_p^2 \left(1 - \frac{Y_p t_p}{Y_{\text{eff}} t} \frac{\tan(\kappa)}{\kappa} \right), \quad (4)$$

где $k_p^2 = (Y_p (d_{31})^2) / (\varepsilon_{33} \varepsilon_0)$ — квадрат коэффициента электромеханической связи. Как следует из уравнения (3), на так называемой частоте антирезонанса, когда безразмерный параметр $\Delta_a = 0$, наблюдается пиковое увеличение МЭВК. В первом приближении резонансное увеличение МЭВК происходит, когда безразмерный параметр $\kappa \approx \pi/2$. Это дает для резонансной частоты значение

$$f_{\text{res}} \approx \frac{1}{2L_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{Y_{\text{eff}}}{\rho_{\text{eff}}}}. \quad (5)$$

Наблюдаемое увеличение резонансной частоты с ростом толщины магнетика (t_m) имеет двойной механизм. Первый механизм связан с геометрией: из-за меньшей длины магнитострикционного слоя относительно пьезоэлектрика увеличение t_m сокращает эффективную

длину L_{eff} системы, прямо повышая частоту f_{res} . Второй механизм обусловлен различием упругих свойств: модуль Юнга АМАГ (~ 110 ГПа) существенно превышает таковой у ЦТС-19 (~ 67 ГПа), тогда как их плотности близки. Это приводит к тому, что при увеличении t_m эффективный модуль Y_{eff} растет быстрее эффективной плотности ρ_{eff} , что, согласно формуле (5), дополнительно увеличивает частоту. Графическая зависимость $f_{\text{res}}(t_m)$ показана на рис. 6. В отличие от нашего случая, в работе [22] исследовалась структура метгласс/кварц/метгласс. Модуль Юнга кварца (~ 90 ГПа) соизмерим с модулем Юнга метгласса, однако его плотность (2200 kg/m^3) более чем в три раза меньше плотности метгласса ($\sim 7180 \text{ kg/m}^3$). Это приводит к тому, что при увеличении толщины метгласса числитель в подкоренном выражении (5) растет значительно медленнее знаменателя, что приводит к уменьшению резонансной частоты с увеличением толщины магнетика.

Учитывая, что максимумы МЭ эффекта для разных образцов достигаются при различных оптимальных полях подмагничивания (H_{opt}), возникает вопрос о возможном вкладе в сдвиг частоты ΔE — эффекта изменения модуля Юнга аморфного сплава под действием магнитного поля [29]. Однако нами экспериментально было установлено, что изменение поля подмагничивания от 0 до 4 кА/м не приводило к изменению резонансной частоты. Данный факт можно объяснить тем, что используемые в экспериментах поля подмагничивания были недостаточно велики для существенного изменения упругих свойств материала. Так, например, в работе [29] относительное изменение резонансной частоты на 1% достигалось только при величине поля подмагничивания порядка 40 кА/м, что в десять раз больше максимального значения поля подмагничивания, использованного в настоящей работе.

Электрическую эквивалентную схему МЭ структуры можно представить в виде источника напряжения с ЭДС $\varepsilon_{ME} = \alpha_E t_p h$ и двух параллельно соединенных сопротивлений — сопротивление утечки R_{leak} и емкостного сопротивления $X_C = 1/\omega C$, где $C = \varepsilon_{33} L_p W / t_p$ — емкость пьезоэлектрической пластины. Поскольку на частотах порядка нескольких kHz и выше сопротивление утечки много больше емкостного сопротивления, то с учетом этого выходное напряжение V на сопротивлении нагрузки R будет определяться выражением

$$V = \frac{\varepsilon_{ME}}{\sqrt{R^2 + X_C^2}} R. \quad (6)$$

Анализ уравнения (6) показывает, что в области малых нагрузочных сопротивлений ($R \ll X_C$) наблюдается линейная зависимость выходного напряжения от R . В области больших сопротивлений ($R \gg X_C$) зависимость приобретает нелинейный характер, а напряжение выходит на уровень насыщения, определяемый выражением $V = \alpha_E t_p h$. Экспериментальные зависимости выходного напряжения в резонансном режиме (рис. 7) получены

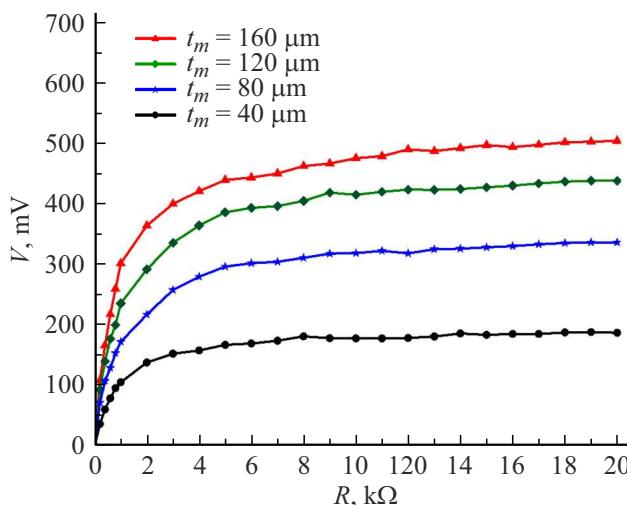


Рис. 7. Зависимость выходного напряжения от сопротивления нагрузки для образцов с различной толщиной магнитострикционного слоя на резонансных частотах.

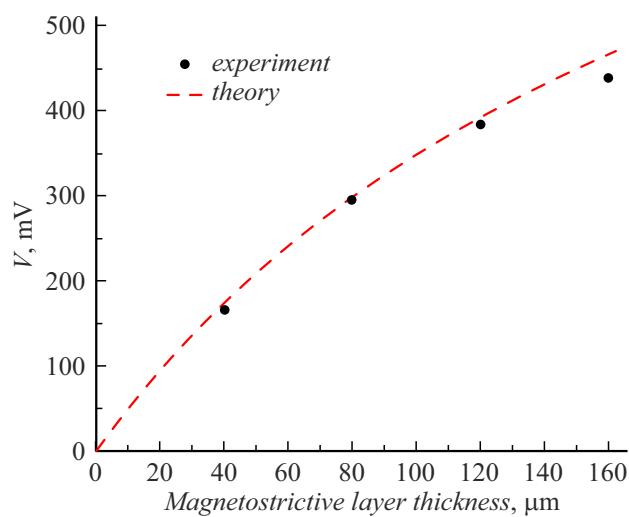


Рис. 8. Зависимость выходного напряжения от толщины магнитострикционного слоя на резонансных частотах при сопротивлении нагрузки $R = 5 \text{k}\Omega$. Толщина пьезоэлектрика $t_p = 300 \mu\text{m}$.

на частотах ЭМР, последовательно увеличивающихся от 80.0 kHz для первого образца, 82.2 kHz для второго, 84.5 kHz для третьего и до 85.9 kHz для четвертого по мере роста толщины магнитострикционного слоя.

Как видно на рис. 7, при значениях сопротивления нагрузки $R \geq 5 \text{k}\Omega$ наблюдается стремление к насыщению величины выходного напряжения. Это вполне согласуется с теорией, поскольку емкость пьезоэлектрической пластиинки $C = 5.2 \text{nF}$, что на резонансных частотах порядка 80 kHz дает значение емкостного сопротивления $X_C \approx 380 \Omega$. На рис. 8 представлена зависимость выходного напряжения от толщины магнитострикционного

слоя на резонансных частотах при значении сопротивления нагрузки $R = 5 \text{k}\Omega$.

Как следует из рис. 8, вначале, до толщины магнитострикционного слоя 120 μm наблюдается значительное увеличение выходного напряжения, затем рост становится значительно меньше и значение выходного напряжения стремится к насыщению при толщинах $t_m \gg t_p$.

Заключение

Трехслойные магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры на основе аморфного сплава АМАГ 212N и пьезокерамики ЦТС 19 продемонстрировали хорошие МЭ свойства при малых полях подмагничивания порядка нескольких kA/m. МЭ характеристики таких структур сильно зависят от толщины магнитострикционного слоя. Величина оптимального поля подмагничивания, соответствующая максимуму МЭ отклика, возрастает с увеличением толщины магнитострикционного слоя. Так, увеличение толщины магнитострикционного слоя от 40 до 160 μm сопровождается почти линейным ростом величины оптимального поля подмагничивания от 1.28 до 3.42 kA/m. На частотной зависимости МЭВК в области низких частот имеется широкое плато, на котором МЭВК практически не зависит от частоты. В этой области частот при увеличении толщины магнитострикционного слоя от 40 до 160 μm наблюдалось 3-х кратное увеличение МЭВК от 110 до 340 mV/A. В области электромеханического резонанса наблюдается пиковое увеличение коэффициента МЭ преобразования при величине добротности структуры порядка $Q \cong 90$. Увеличение резонансной частоты с увеличением толщины магнитострикционного слоя обусловлено двумя механизмами: уменьшением эффективной длины структуры и увеличением эффективного модуля Юнга. Оба этих механизма ведут к увеличению резонансной частоты при увеличении толщины магнетика. Анализ нагрузочных характеристик показал, что в области малых сопротивлений выходное напряжение линейно зависит от нагрузки. Однако при дальнейшем увеличении сопротивления нагрузки, когда его значение становится соизмеримым с емкостным сопротивлением структуры, зависимость становится нелинейной, асимптотически приближаясь к насыщению при сопротивлениях нагрузки много больших емкостного сопротивления. Напряжение насыщения демонстрирует нелинейный рост с увеличением толщины магнетика: вначале наблюдается резкий подъем, затем скорость роста замедляется и стремится к насыщению при толщине магнитострикционного слоя много больше толщины пьезоэлектрика. Это позволяет сделать вывод о том, что МЭ структуры, изготовленные на основе пьезоэлектрической пластиинки из ЦТС 19 и магнитострикционного аморфного сплава АМАГ 212N, производства Россия, показывают характеристики не хуже, чем структуры на основе зарубежных сплавов. Это позволяет

рекомендовать данные структуры для изготовления устройств на основе МЭ эффекта, таких как гираторы, делители напряжения, датчики магнитного поля.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22–19–00763, <https://rscf.ru/project/22-19-00763/>

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.A. Бухараев, А.К. Зvezdin, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов. УФН, **188** (12), 1288 (2018). DOI: 10.3367/UFNr.2018.01.038279 [A.A. Bukharaev, A.K. Zvezdin, A.P. Pyatakov, Yu.K. Fetisov. Usp. Fizicheskikh Nauk, **188** (12), 1288 (2018). DOI: 10.3367/UFNr.2018.01.038279]
- [2] Van Suchtelen J. Philips Res. Rep., **27**, 28 (1972).
- [3] Y. Yan, L.D. Geng, L. Zhang, X. Gao, S. Gollapudi, H.-C. Song, S. Dong, M. Sanghadasa, K. Ngo, Y.U. Wang, S. Priya. Scientific Reports, **7**, 16008 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-14455-0
- [4] L.Y. Fetisov, D.V. Saveliev, D.V. Chashin, I.V. Gladyshev, Y.K. Fetisov. J. Commun. Technol. Electron., **66** (12), 1402 (2021). DOI: 10.1134/S1064226922020036
- [5] V. Annapureddy, H. Palneedi, G.-T. Hwang, M. Peddigari, D.-Y. Jeong, W.-H. Yoon, K.-H. Kim, J. Ryu. Sustainable Energy Fuels, **1**, 2039 (2017). DOI: 10.3390/en14051346
- [6] C.M. Leung, X. Zhuang, J. Xu, J. Li, G. Srinivasan, D. Viehland. Appl. Phys. Lett., **110** (11), 112904 (2017). DOI: 10.1063/1.4978751
- [7] Д.А. Филиппов, Т.А. Галкина, И.Н. Маничева, Jitao Zhang. ЖТФ, **93** (9), 1347 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.09.56222.50-23 [D.A. Filippov, T.A. Galkina, I.N. Manicheva, J. Zhang. Tech. Phys., **68** (9), 1253 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.09.56222.50-23]
- [8] M. Bichurin, R. Petrov, O. Sokolov, V. Leontiev, V. Kuts, D. Kiselev, Y. Wang. Sensors, **21** (18), 6232 (2021). DOI: 10.3390/s21186232
- [9] T. Deng, Z. Chen, W. Di, R. Chen, Y. Wang, L. Lu, H. Luo, T. Han, J. Jiao, B. Fang. Smart Mater. Struct., **30**, 085005 (2021). DOI: 10.1088/1361-665X/ac0858
- [10] J. Gao, Z. Jiang, S. Zhang, Z. Mao, Y. Shen, Z. Chu. Actuators, **10** (6), 109 (2021). DOI: 10.3390/act10060109.
- [11] V. Annapureddy, H. Palneedi, W.-H. Yoon, D.-S. Park, J.-J. Choi, B.-D. Hahn, C.-W. Ahn, J.-W. Kim, D.-Y. Jeong, J. A Ryu. Sensors Actuators A: Phys., **260** (15), 206 (2017). DOI: 10.1016/j.sna.2017.04.017
- [12] D. Viehland, M. Wuttig, J. McCord, E. Quandt. MRS Bull., **3**, 834 (2018). DOI: 10.1557/mrs.2018.261
- [13] V.N. Serov, D.V. Chashin, L.Y. Fetisov, Y.K. Fetisov, A.A. Berzin. IEEE Sensors J., **18** (20), 8256 (2018). DOI: 10.1109/JSEN.2018.2856300
- [14] D.A. Burdin, D.V. Chashin, N.A. Ekonomov, Y.K. Fetisov, A.A. Stashkevich. JMMM, **405**, 244 (2016). DOI: 10.1016/j.jmmm.2015.12.079
- [15] Z. Yao, Y.E. Wang, S. Keller, G.P. Carman. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, **63** (8), 3335 (2015). DOI: 10.1109/TAP.2015.2431723.
- [16] J. Zhang, Z. Jia, Q. Zhang, N. Poddubnaya, D. Filippov, J. Tao, F. Wang, L. Jiang, L. Cao. JMMM, **593**, 171839 (2024). DOI: 10.1016/j.jmmm.2024.171839
- [17] H.С. Перов, Л.Ю. Фетисов, Ю.К. Фетисов. Письма в ЖТФ, **37** (6), 1 (2011). [N.S. Perov, L.Y. Fetisov, Y.K. Fetisov. Tech. Phys. Lett., **37** (6), 244 (2011). DOI: 10.1134/S1063785011030291]
- [18] D. Burdin, D. Chashin, L. Fetisov, D. Saveliev, N. Ekonomov, M. Vopson, Y. Fetisov. Actuators, **10**, 294 (2021). DOI: 10.3390/act10110294
- [19] V.M. Laletin, N.N. Poddubnaya, D.A. Filippov. IOP Conf. Series: Mater. Sci. Eng., **939**, 012040 (2020). DOI: 10.1088/1757-899X/939/1/012040
- [20] F. Fang, Ch.P. Zhao, Y. Wei. Science China Phys., Mechanics Astronomy, **54** (4), 581 (2011). DOI: 10.1007/s11433-011-4268-2
- [21] J. Das, J. Gao, Z. Xing, J.F. Li, D. Viehland. Appl. Phys. Lett., **95**, 092501 (2009). DOI: 10.1063/1.3222914
- [22] C. Sun, W. Yang, Y. Zhang. Symmetry, **14** (10), 2130 (2022). DOI: 10.3390/sym14102130
- [23] D. Saveliev, L. Fetisov, D. Chashin, Y. Fetisov, A. Khon, M. Shamonin. Smart Mater. Struct., **30**, 067002 (2021). DOI: 10.1088/1361-665X/abf6c0
- [24] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://mstator.ru/products/amag> (дата обращения: 3 сентября 2025 г.)
- [25] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://metglas.com/magnetic-materials/> (дата обращения: 3 сентября 2025 г.).
- [26] D. Filippov, Y. Liu, P. Zhou, B. Ge, J. Liu, J. Zhang, T. Zhang, G. Srinivasan. J. Compos. Sci., **5** (11), 287 (2021). DOI: 10.3390/jcs5110287
- [27] К.А. Лаптева, И.И. Толмачев. Известия Томского политех. ун-та, **321** (2), 140 (2012).
- [28] D.A. Filippov, T.A. Galichyan, V.M. Laletin. Appl. Phys. A, **116**, 2167 (2014). DOI: 10.1007/s00339-013-7957-z
- [29] G. Srinivasan, C.P. De Vreugd, V.M. Laletin, N. Poddubnaya, M.I. Bichurin, V.M. Petrov, D.A. Filippov. Phys. Rev. B, **71**, 184423 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.71.184423