

## Особенности гигантского магнитоимпедансного эффекта в пленочных структурах на основе пермаллоя в интервале температур, важных для практических приложений

© А.А. Членова,<sup>1</sup> А.А. Моисеев,<sup>2</sup> М.С. Деревянко,<sup>2</sup> А.В. Семиров,<sup>2</sup> В.Н. Лепаловский,<sup>1</sup> Г.В. Курляндская<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет,  
620002 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Иркутский государственный университет,  
664003 Иркутск, Россия  
e-mail: chlenova.anna@gmail.com

(Поступило в Редакцию 19 апреля 2017 г.)

Многослойные структуры на основе пленок  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$  были получены методом ионно-плазменного распыления и исследованы на установке импедансной спектроскопии с температурной приставкой. В случае многослойной структуры  $(\text{Cu}/\text{FeNi})_5/\text{Cu}/(\text{Cu}/\text{FeNi})_5$  было обнаружено увеличение магнитоимпедансных соотношений для полного импеданса и его действительной части при увеличении температуры с 25 до 50 °С. Максимум гигантского магнитоимпедансного (ГМИ) соотношения полного импеданса  $\Delta Z/Z = 56\%$  наблюдался на частоте 80 МГц, при чувствительности 18%/Ое, а максимум ГМИ соотношения действительной части  $\Delta R/R = 170\%$  на частоте 10 МГц, при чувствительности 46%/Ое. Установлено, что намагниченность и электросопротивление на постоянном токе слабо меняются с температурой, поэтому в качестве наиболее вероятного механизма увеличения величины и чувствительности магнитоимпедансного эффекта был предложен механизм релаксации, связанный с магнитоупругой анизотропией.

DOI: 10.21883/JTF.2018.01.45484.2303

### Введение

Тонкопленочные многослойные структуры являются перспективными объектами для применения в качестве чувствительных элементов датчиков слабых магнитных полей, широко используемых в линиях автоматического контроля, магнитной дефектоскопии, магнитном биодетектировании и т.д. [1–3]. Особый интерес в этой связи ввиду высокой чувствительности по отношению к изменению внешнего магнитного поля вызывают сенсорные элементы, использующие в работе гигантский магнитоимпедансный эффект (ГМИ) [4–6]. Явление ГМИ заключается в изменении полного электросопротивления ферромагнитного образца, при протекании по нему переменного тока высокой частоты и приложении внешнего магнитного поля. Высокий эффект ГМИ наблюдается в образцах с низкой дисперсией локальных осей эффективной магнитной анизотропии и высокой динамической магнитной проницаемостью [4,7].

Известно, что действенным способом изменения эффективной магнитной анизотропии является термическая обработка, различные виды которой очень широко используются для формирования требуемых свойств магнетиков [8–11]. Хотя вышесказанное прежде всего относится к достаточно высоким температурам, приводящим к термоактивации ряда физических процессов и изменениям структуры, хорошо известно, что и низкотемпературные термические обработки аморфных и нанокристаллических материалов могут оказывать заметное воздействие на особенности эффективной магнитной анизотропии [11]. Колебания температуры являются

неотъемлемым фактором окружающей среды и важным параметром, определяющим условия работы конкретных детекторов магнитных полей. Если отрывочные данные о температурной зависимости ГМИ проволок, аморфных и нанокристаллических лент еще встречаются в литературе [12], то для пленочных структур за очень редким исключением [13] они практически отсутствуют.

Следует отметить, что большинство ранних исследований температурной зависимости ГМИ были сформулированы в терминах температурной стабильности эффекта, а для пленочных ГМИ элементов исследования проводились лишь на простейших структурах типа  $\text{FeNi}/\text{Cu}/\text{FeNi}$  с замкнутым магнитным потоком.

Максимальный ГМИ эффект наблюдается в конфигурации тонкопленочного элемента, который представляет собой многослойную структуру ферромагнетик/проводник/ферромагнетик с низкой дисперсией локальных осей поперечной эффективной магнитной анизотропии и высокой динамической магнитной проницаемостью. Для рабочих частот порядка нескольких десятков МГц толщины ферромагнитных слоев и центрального токовода должны составлять порядка 0.5  $\mu\text{m}$  [7,13]. Однако хорошо известно, что получить магнитомягкие пленки пермаллоя такой толщины методом ионно-плазменного распыления не удастся из-за их перехода в „закритическое“ состояние [10,14]. Технологическим решением данной проблемы стало дополнительное наноструктурирование ферромагнитных слоев [15–17]. Исследования температурной зависимости ГМИ таких структур отсутствуют в научной литературе.

Кроме того, в настоящее время создатели новых ГМИ материалов обсуждают концепцию перспективности ГМИ структур с особенностями симметрии, а именно, различной структурой ферромагнитных слоев „над“ и „под“ центральным тоководом [18,19]. Предполагается, что исследование структур с различным количеством магнитных слоев позволит опытным путем создавать структуры с различными типами магнитного взаимодействия, различными механическими характеристиками и особенностями температурной зависимости ГМИ.

В настоящей работе исследовались магнитные свойства и температурные зависимости магнитного импеданса многослойных пленок типа  $(\text{Cu}/\text{FeNi})_5/\text{Cu}/(\text{Cu}/\text{FeNi})_x$  в интервале температур, важных для практических приложений.

## Методика проведения исследований

Объектом данного исследования являлись многослойные пленки на основе пермаллоя  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ , приготовленные методом ионно-плазменного распыления с использованием масок для получения элементов в виде полосок  $11.0 \times 0.5 \text{ mm}$ . В ходе напыления для создания одноосной анизотропии магнитное поле в  $100 \text{ Oe}$  прикладывалось вдоль короткой стороны полоски сенсорного элемента. Образцы в зависимости от типа структуры были обозначены следующим образом: структура с симметричным расположением слоев относительно центрального проводящего медного слоя (S) —  $[\text{Cu}(3 \text{ nm})/\text{FeNi}(100 \text{ nm})]_5/\text{Cu}(500 \text{ nm})/[\text{Cu}(3 \text{ nm})/\text{FeNi}(100 \text{ nm})]_5$ ; две несимметричные структуры AS —  $[\text{Cu}(3 \text{ nm})/\text{FeNi}(100 \text{ nm})]_5/\text{Cu}(500 \text{ nm})/[\text{Cu}(3 \text{ nm})/\text{FeNi}(100 \text{ nm})]_3$ ; и A —  $\text{FeNi}(100 \text{ nm})]_5/\text{Cu}(3 \text{ nm})$ . Структуры S и A были напылены на стеклянную подложку, структуры AS на подложку из циклоолефинового сополимера [20].

Магнитные свойства (петли гистерезиса) пленочных структур ( $5.0 \times 0.5 \text{ mm}$ ) были измерены с помощью СКВИД-магнитометра при тех же температурах, что были использованы в исследованиях ГМИ. Измерение электросопротивления на постоянном токе  $R_{dc}$  было проведено по стандартной методике для силы тока  $10 \text{ mA}$ .

Измерение частотных и магнитопольевых зависимостей модуля импеданса и его компонент были проведены на автоматизированном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии в диапазоне частот ( $f$ ) переменного тока от  $0.1$  до  $110 \text{ MHz}$  при воздействии внешнего аксиального магнитного поля напряженностью  $\pm 150 \text{ Oe}$  [21]. Основу комплекса составляет прецизионный анализатор импеданса Agilent 4294A. Погрешность измерения импеданса и его компонент зависит от измеряемой величины, частоты переменного тока и составляет от  $0.1$  до  $3\%$ . Внешнее квазистатическое магнитное поле создавалось парой откалиброванных катушек Гельмгольца, для компенсации геомагнитного и техногенного магнитных полей использовалась система из трех дополнительных пар катушек Гельмгольца, расположенных ортогонально.

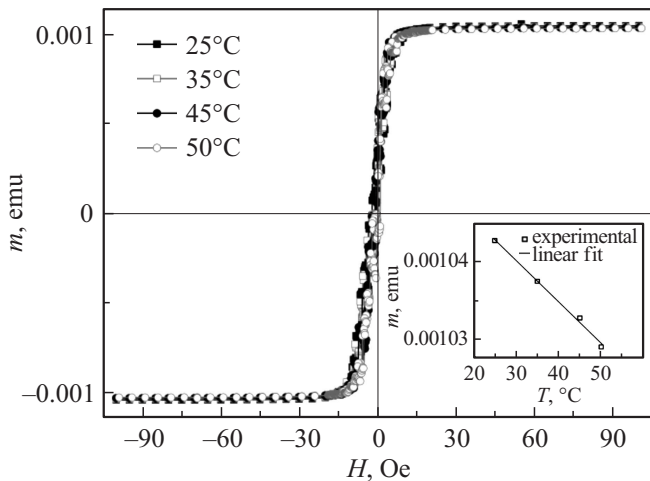
Измерительная ячейка представляла собой основание из микалекса с закрепленными измерительными контактами из латуни с посеребрением, соединение которых с разъемом для подключения к анализатору выполнено многожильным медным проводом. Контакты в данном эксперименте с образцами на стеклянных подложках были расположены максимально близко к образцам, механическая фиксация и электрический контакт осуществлялись посредством проводящего клея. В ходе измерений была проведена процедура автоматической компенсации собственного импеданса измерительной ячейки, а также соединительных проводов, паразитный эффект которых значительно возрастает при увеличении частоты переменного тока.

Для исследований был выбран интервал температур от  $25$  до  $50^\circ\text{C}$ , что обусловлено предполагаемым использованием многослойных пленочных структур с ГМИ эффектом в качестве чувствительного элемента датчиков слабых полей в интервале температур, важных для практических приложений, включая биосенсоры. Нагрев образцов в данной установке производится потоком воздуха при помощи термоблока, включающего в себя нагреватель воздуха, нагревательный элемент, теплоизолированный воздуховод и двух термпар хромель—копель для измерения и контроля температуры потока. При исследовании образцов на гибкой подложке для исключения их деформации потоком воздуха в основании измерительной ячейки выполнено углубление, в котором располагаются образцы.

Относительное изменение полного импеданса (ГМИ соотношение) и его действительной компоненты во внешнем магнитном поле рассчитывалось по формулам:  $\Delta Z/Z = 100\% \times [Z(H) - Z(H_{\max})]/Z(H_{\max})$ ,  $\Delta R/R = 100\% \times [R(H) - R(H_{\max})]/R(H_{\max})$ , где  $H_{\max} = 150 \text{ Oe}$ . Максимальное значение для каждой частоты обозначалось как  $\Delta Z/Z_{\max}$  для полного импеданса и  $\Delta R/R_{\max}$  для его действительной компоненты. Важной характеристикой ГМИ эффекта является его максимальная чувствительность по отношению к внешнему магнитному полю. Чувствительность ГМИ рассчитывается по формуле  $S(\Delta Z/Z) = \Delta Z/Z/\Delta H$  или  $S(\Delta R/R) = \Delta R/R/\Delta H$ , где  $\Delta H = 0.14 \text{ Oe}$ . Максимально достижимое отношение для каждой конкретной частоты называется максимальной чувствительностью по отношению к внешнему магнитному полю. Для стабильной работы сенсорного элемента необходимо иметь участок линейной зависимости  $\Delta Z/Z(H)$  порядка  $1-3 \text{ Oe}$ , называемый рабочим интервалом, его центр — рабочая точка (РТ).

## Результаты исследований и их обсуждение

В результате проведения магнитных исследований было установлено, что все образцы (S, AS, A) являются магнитомягкими ферромагнетиками с величиной коэрцитивности менее  $1 \text{ Oe}$ . Они также характеризуются



**Рис. 1.** Петли магнитного гистерезиса, полученные при помощи СКВИД-магнитометра, для структуры S при различных температурах, на вставке температурная зависимость магнитного момента в поле насыщения.

наличием выделенной оси легкого намагничивания, направление которой совпадает с направлением приложения внешнего магнитного поля в процессе осаждения образцов. В качестве примера рассмотрим температурную зависимость гистерезисных характеристик образца S (рис. 1). Увеличение температуры в интервале от 25 до 50 Oe приводит к очень незначительному уменьшению магнитного момента образца в поле насыщения ( $m$ ) (вставка рис. 1) и сохранению практически неизменной формы петли гистерезиса. Поле одноосной анизотропии во всех случаях составляло примерно 7 Oe.

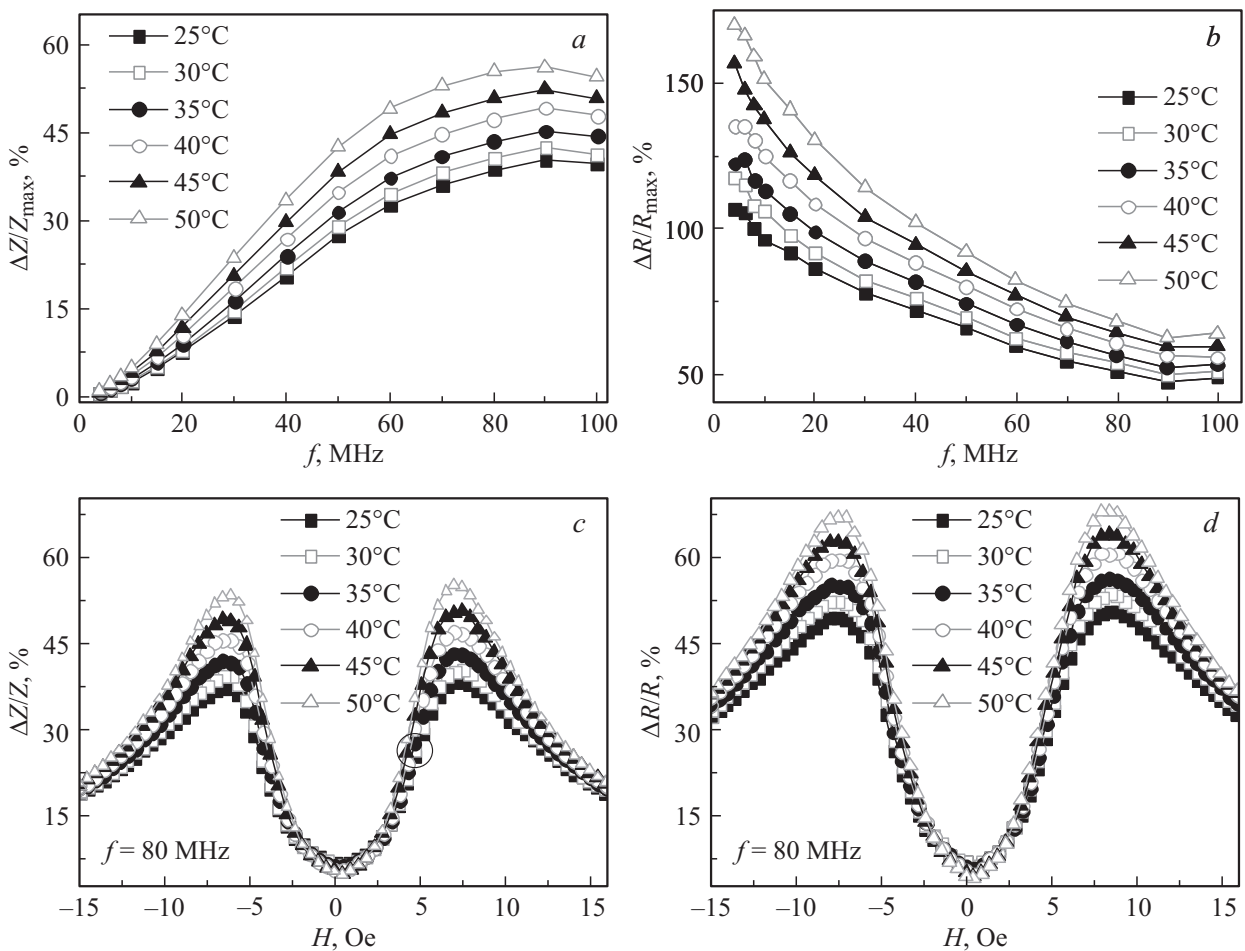
Частотная зависимость максимума магнитоимпедансного соотношения для полного импеданса достаточно типична [7,17] для симметричной структуры (рис. 2, *a*), она имеет плато в интервале частот от 60 до 100 МГц. Несмотря на то что форма частотной зависимости  $\Delta Z/Z_{\max}(f)$  меняется незначительно, для каждой фиксированной частоты увеличение температуры приводит к заметному возрастанию величины  $\Delta Z/Z_{\max}$ , что достаточно неожиданно в свете очень незначительного уменьшения магнитного момента образца. Частотная зависимость максимума магнитоимпедансного соотношения действительной части полного импеданса для симметричной структуры (рис. 2, *b*) представляет собой убывающую функцию (обратите внимание на различие в шкале рис. 2, *a* и *b*). При этом, несмотря на то что форма частотной зависимости  $\Delta R/R_{\max}(f)$  также меняется незначительно, для каждой фиксированной частоты увеличение температуры приводит к заметному возрастанию величины  $\Delta R/R_{\max}$ .

Рассмотрим полевую зависимость полного импеданса и его действительной части (рис. 2, *c, d*) на частоте 80 МГц, для которой наблюдаются величины  $\Delta Z/Z$  и  $\Delta R/R$ , близкие к абсолютно максимальным. Совершенно очевидно, что температурный отклик максимален в полях, близких к полю анизотропии, а при дальней-

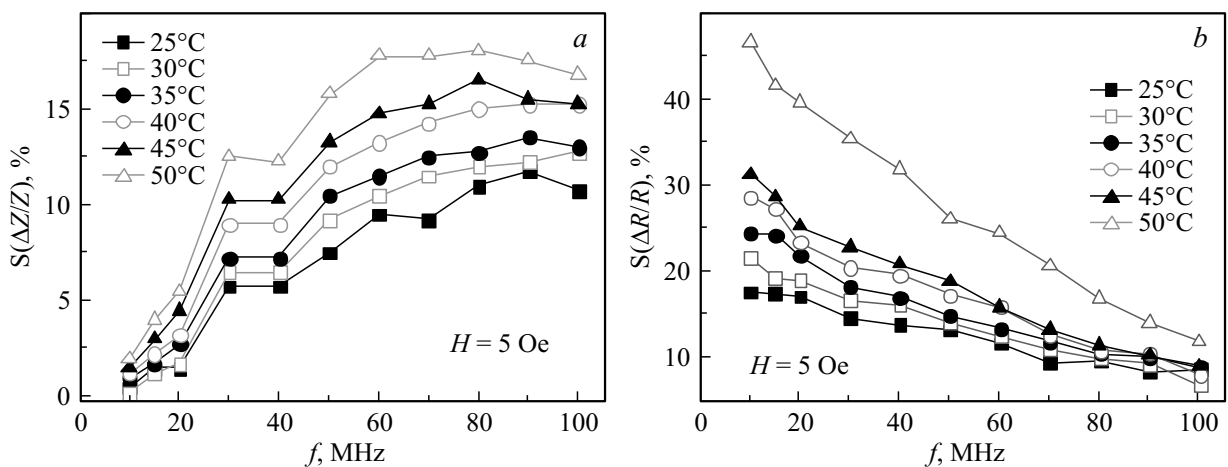
шем увеличении поля это различие достаточно быстро снижается. То есть основной вклад в температурную зависимость  $\Delta Z/Z$  и  $\Delta R/R$  соотношений вносит магнитное слагаемое. На частоте 80 МГц максимальное соотношение для полного импеданса  $\Delta Z/Z_{\max}$  при увеличении температуры на 25°C увеличивается на 18, а соотношение  $\Delta R/R_{\max}$  на 19%. Фактически термочувствительность  $\Delta Z/Z$  и  $\Delta R/R$  ГМИ соотношений вблизи поля анизотропии многослойной структуры на основе пермаллоя можно использовать для создания датчика температуры на основе магнитоимпедансной зависимости действительной части импеданса  $\Delta R/R$ , работающего на достаточно низких частотах порядка 10 МГц. Как уже упоминалось ранее, чувствительность по отношению к внешнему магнитному полю является наиболее важным технологическим параметром. Чувствительность для ГМИ соотношения полного импеданса  $S(\Delta Z/Z)$  и его действительной части  $S(\Delta R/R)$  была рассчитана в поле 5 Oe (рис. 3).

Полученные зависимости отражают тенденции, близкие к тенденциям, описанным для частотных зависимостей на рис. 2, *a* и *b*: увеличение  $S(\Delta Z/Z)$  и уменьшение  $S(\Delta R/R)$  с ростом частоты, и увеличение чувствительностей обоих ГМИ соотношений с увеличением температуры. Следует отметить, что чувствительность ГМИ соотношения для полного импеданса на всех исследуемых частотах не превышала 10%/Oe при комнатной температуре (25°C) и 20%/Oe при температуре 50°C, наибольшее увеличение чувствительности наблюдалось в частотном диапазоне от 60 до 80 МГц. Чувствительности ГМИ соотношения для действительной части полного импеданса (рис. 3, *b*) представляют собой монотонно убывающие с частотой зависимости, имеющие наибольшее различие в области малых частот порядка 10 МГц. Повышение температуры приводит к заметному увеличению чувствительности:  $S(\Delta R/R)$  при температуре 50°C составила 46%/Oe на частоте 10 МГц. При сравнении температурной зависимости ГМИ соотношения полного импеданса и его действительной части структур с различными типами симметрии — S, AS и A (рис. 4), было очевидно, что абсолютным преимуществом обладала структура S. Образцы несимметричных структур показывали значительно меньшую величину самого эффекта и его чувствительности по отношению к внешнему полю. Кроме того, если для структуры AS с меньшей степенью асимметрии наблюдалась достаточно типичная для многослойных пленок зависимость  $\Delta Z/Z_{\max}(f)$  с максимумом, то для A структуры  $\Delta Z/Z_{\max}(f)$  наблюдался незначительный рост величины  $\Delta Z/Z_{\max}(f)$ .

Последнее вполне можно интерпретировать как смещение максимума  $\Delta Z/Z_{\max}(f)$  в область очень высоких частот, принимая во внимание тот факт, что многослойная структура A гораздо ближе по своим электродинамическим свойствам к структуре однослойной пленки, нежели к структуре типа ГМИ „сэндвич“. При этом обе зависимости  $\Delta Z/Z_{\max}(f)$  для несимметричных



**Рис. 2.** Частотная зависимость максимального ГМИ соотношения для полного импеданса (a) и его действительной части (b) при разных температурах; полевая зависимость ГМИ соотношения полного импеданса (кружок соответствует рабочей точке) (c) и его действительной части (d) при разных температурах на частоте 80 MHz. Данные приведены для структуры S.



**Рис. 3.** Частотная зависимость чувствительности ГМИ соотношения полного импеданса (a) и его действительной части (b) при разных температурах для структуры S в рабочей точке 5 Oe.

структур похожи друг на друга тем, что демонстрируют очень слабую зависимость от температуры, то же можно сказать и для случая зависимостей  $\Delta R/R_{\max}(f)$ .

Для сравнения полевых зависимостей полного импеданса структур всех типов была выбрана частота 80 MHz, на которой ранее наблюдали максимум ГМИ

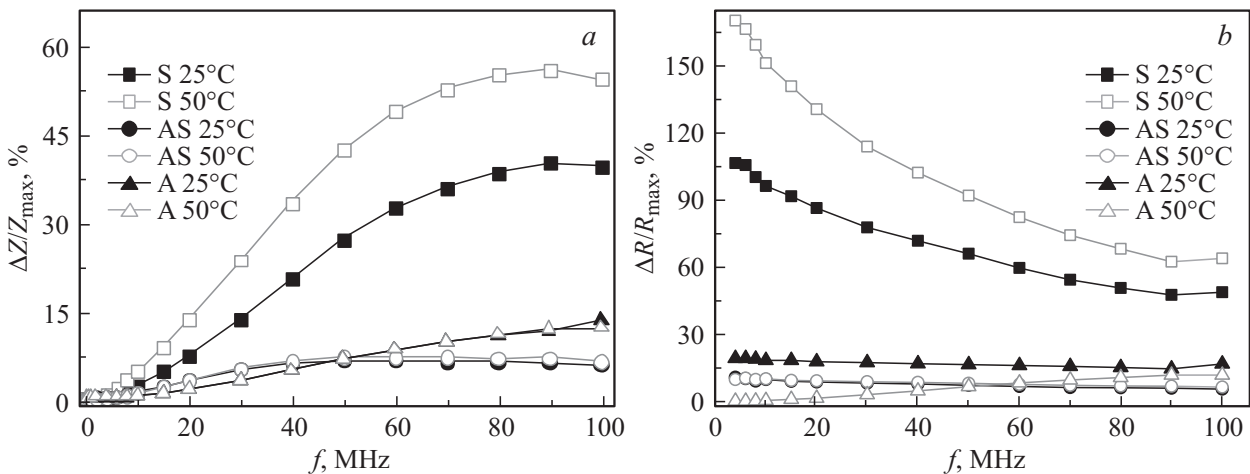


Рис. 4. Частотная зависимость максимального ГМИ соотношения полного импеданса (а) и его действительной части (b) при температурах 25 и 50°C для структур S, AS и A.

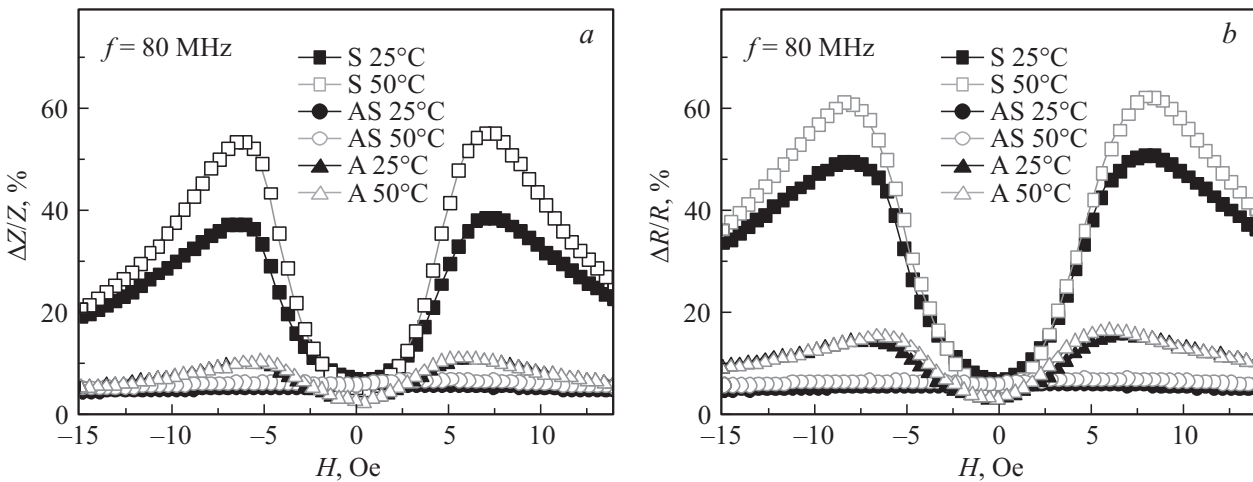


Рис. 5. Полевая зависимость ГМИ соотношения полного импеданса (а) и его действительной части (b) при температурах 25 и 50°C для структур S, AS и A на частоте 80 MHz.

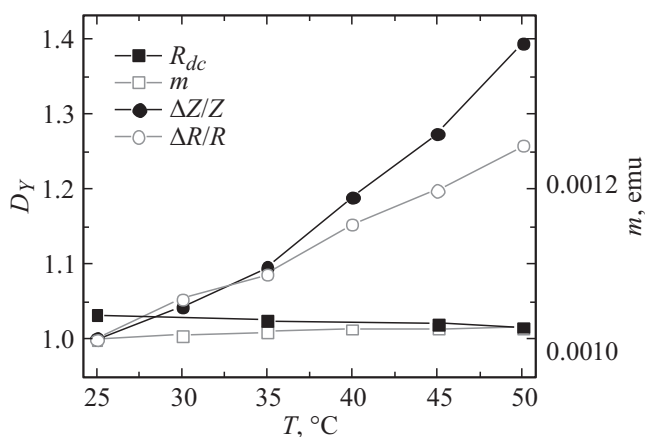
соотношения полного импеданса для структуры S. Для упрощения обсуждения на графиках представлены полевые зависимости ГМИ соотношений для двух крайних температур — комнатной и максимальной температуре 50°C (рис. 5). Выбранные для иллюстрации асимметричные структуры не позволяют обсуждать тонкие детали температурной зависимости ГМИ эффекта в силу его малости, но позволяют утверждать, что наблюдаемая в случае симметричной структуры сильная зависимость от температуры не всегда является типичной и требует обсуждения.  $\Delta Z/Z$  и  $\Delta R/R$  полевые зависимости для симметричной структуры характеризуются наличием двух выраженных максимумов в положительном и отрицательном поле, близком к полю анизотропии, измеренному с помощью СКВИД-магнитометрии. При этом пики на кривых  $\Delta Z/Z(H)$  для разных температур примерно совпадают по своему положению, а пики на кривых  $\Delta R/R(H)$  для высокой температуры несколько

смещены в область больших полей, что означает при проведении измерений на той же самой частоте несколько более высокую величину эффективной магнитной анизотропии.

С чем может быть связано наблюдаемое поведение? Ранее мы рассмотрели возможность изменения намагниченности магнитного слоя с температурой и обнаружили, что данный фактор не может быть решающим в понимании температурной зависимости эффекта ГМИ. Измерение электросопротивления на постоянном токе было проведено для структур S, AS, и A. Для удобства обсуждения был введен следующий параметр:

$$D_Y = \frac{Y_{T=X^\circ C}}{Y_{T=20^\circ C}}, \quad (1)$$

который характеризует во сколько раз физическая величина  $Y$  при температуре  $X$  изменится по сравнению с той же величиной при температуре 25°C (рис. 6).



**Рис. 6.** Температурная зависимость  $D_Y$ , где  $Y = R_{dc}, \Delta Z/Z, \Delta R/R$  и величины  $m$  — намагниченности насыщения при температурах 25, 35, 45 и 50°C.  $\Delta Z/Z$  и  $\Delta R/R$  взяты в поле РТ, при частоте 80 МГц.

Для всех структур  $D_{R_{dc}}$  оставалась порядка единицы и имела тенденцию к увеличению с ростом температуры на 2–4%, тогда как  $D_{\Delta Z/Z}$  возросла на 10% для структуры А, на 15% для структуры АS и на 40% для структуры S. Сравнение приведенных значений для электросопротивления на постоянном токе, величины магнитного момента и импедансных характеристик приведено для структуры S на рис. 6.

## Выводы

Многослойные пленочные структуры на основе пленок Fe19Ni81 с особенностями симметрии были исследованы на усовершенствованной установке импедансной спектроскопии с температурной приставкой. Для симметричной многослойной структуры типа  $(\text{Cu}/\text{FeNi})_5/\text{Cu}/(\text{Cu}/\text{FeNi})_5$  было обнаружено увеличение магнитоимпедансных соотношений для полного импеданса и его действительной части при увеличении температуры с 25 до 50°C. Максимум ГМИ соотношения составил  $\Delta Z/Z = 56\%$  на частоте 80 МГц, при чувствительности 18%/Ое, а максимум ГМИ соотношения действительной части полного импеданса 170% на частоте 10 МГц, при чувствительности 46%/Ое. Поскольку было установлено, что магнитная проницаемость и электросопротивление на постоянном токе слабо меняются с температурой в интервале от 25 до 50°C, в качестве наиболее вероятного механизма увеличения величины и чувствительности магнитоимпедансного эффекта был предложен механизм частичной релаксации внутренних напряжений, приводящий к повышению динамической магнитной проницаемости многослойных пленочных структур.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ мол\_нр № 16-32-50054.

## Список литературы

- [1] Воробьев С.И., Шутылева О.В., Пазуха И.М., Черноус А.Н. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 11. С. 66–71.
- [2] Baselt D.R., Lee G.U., Natesan M., Metzger S.W., Sheehan P.E., Colton R.J. // Biosens. Bioelectr. 1998. Vol. 13. P. 731–739. [http://dx.doi.org/10.1016/S0956-5663\(98\)00037-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0956-5663(98)00037-2)
- [3] Svalov A.V., Kurlyandskaya G.V., Vas'kovskiy V.O. // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108. P. 063504. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4942108>
- [4] Morikawa T., Nishibe Y., Yamadera H. // IEEE Trans. Magn. 1997. Vol. 33. N 5. P. 4367–4372. <https://doi.org/10.1109/20.620448>
- [5] Panina L.V., Mohri K. // Sens. Actuators. A. 2000. Vol. 81. P. 71–77. [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(99\)00089-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(99)00089-8)
- [6] Celegato F., Coisson M., Tiberto P., Vinai F. // J. Non-Cryst. Sol. 2008. Vol. 354. N 47–51. P. 5189–519. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2008.08.022>
- [7] Волчков С.О., Лепаловский В.Н., Свалов А.В., Васьковский В.О., Курляндская Г.В. // Известия вузов. Физика. 2009. Т. 52. Вып. 10. С. 78–83.
- [8] Malátek M., Ripka P., Kraus L. // Sens. Actuators. A: Phys. 2008. Vol. 147. N 2. P. 415–418. <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2008.05.016>
- [9] Radkovskaya A., Rakhmanov A.A., Perov N., Sheverdyaeva P., Antonov A.S. // JMMM. 2002. Vol. 249. P. 113–116. [http://dx.doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00516-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00516-4)
- [10] Свалов А.В., Курляндская Г.В., Хаммер Х., Савин П.А., Тутынина О.И. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 62–65.
- [11] Курляндская Г.В., Дмитриева Н.В., Потапов А.П., Лукишина В.А., Воронова Л.М., Гервасьева И.В., Бебин Н.Г. // ФММ. 1997. Т. 83. № 5. С. 41–46.
- [12] Semirov A.V., Derevyanko M.S., Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kudryavtsev V.O., Safronov A.P. // JMMM. 2016. Vol. 415. P. 97–101. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.01.055>
- [13] Mohri K., Uchiyama T., Panina L.V. // Sens. Actuators. A. 1997. Vol. 59. N 1–3. P. 1–8. [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(97\)80141-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(97)80141-0)
- [14] Saito N., Fujiwara H., Sugita Y. // J. Phys. Soc. Jpn. 1964. Vol. 19. N 7. P. 1116–1125. <http://dx.doi.org/10.1143/JPSJ.19.1116>
- [15] Kurlyandskaya G.V., Elbaile L., Alves F., Ahamada B., Barrue R., Svalov A.V., Vas'kovskiy V.O. // J. Phys. Condens. Matter. 2004. Vol. 16. P. 6561–6568. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/16/36/021>
- [16] Correa M.A., Bohn F., Chesman C., da Silva R.B., Viegas A.D.C., Sommer R.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 295004–295007. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/43/29/295004>
- [17] Васьковский В.О., Савин П.А., Волчков С.О., Лепаловский В.Н., Букреев Д.А., Бучкевич А.А. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 110–116.
- [18] Chlenova A., Svalov A., Kurlyandskaya G., Volchkov S. // JMMM. 2016. Vol. 415. P. 87–90. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.01.035>
- [19] Антонов А.С., Бузников Н.А. // Письма в ЖТФ. 2016. Вып. 15. С. 86–94.
- [20] Chlenova A.A., Melnikov G.Yu., Svalov A.V., Kurlyandskaya G.V. // AIP Conf. Proc. 2016. Vol. 1767. P. 020004. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4962588>
- [21] Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Гаврилюк А.А., Захаров Г.В., Деревянко М.С. // НП. 2010. Т. 20. № 2. С. 42–45.