

СВЧ методы как способ определения однородности магнитных характеристик мультислойных структурированных элементов

© И.Г. Вазенина,¹ Р.С. Исхаков,¹ А.В. Свалов,² Г.Ю. Мельников,² Г.В. Курляндская²

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук — обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

² Институт естественных наук и математики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620062 Екатеринбург, Россия
e-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Поступило в Редакцию 27 октября 2024 г.

В окончательной редакции 5 февраля 2025 г.

Принято к публикации 5 февраля 2025 г.

Продemonстрирована возможность СВЧ методов (ферромагнитного и спин-волнового резонанса) для паспортизации мультислойных планарных элементов, имеющих модуляцию как структурных, так и магнитных параметров системы. Измерения, выполненные при направлении постоянного магнитного поля отклоненного от плоскости пленки, позволили определить диапазоны углов ориентации внешнего магнитного поля, в пределах которых система может рассматриваться как эффективная среда с небольшой дисперсией средних параметров. Анализ угловых зависимостей позволил также оценить ряд фундаментальных магнитных параметров — эффективную намагниченность, константу обменного взаимодействия, константу поверхностной анизотропии, поле перпендикулярной магнитной анизотропии.

Ключевые слова: ферромагнитный и спин-волновой резонансы, мультислойные пленочные элементы, магнитная анизотропия, детекторы слабых магнитных полей.

DOI: 10.61011/JTF.2025.06.60475.372-24

Введение

Металлические многослойные материалы с наноразмерными слоями демонстрируют разнообразные эффекты, востребованные в различных областях высокотехнологического производства: гигантское магнитосопротивление [1,2], межслойное обменное взаимодействие [3–5], перпендикулярная магнитная анизотропия [5–8], аномальный эффект Холла [9], усиление межфазных взаимодействий Дзялошинского–Мория [10] и так далее. Широкий диапазон свойств достигается за счет варьирования элементарным составом индивидуальных слоев, их толщиной и качеством границ раздела. Актуальной задачей на сегодняшний день остается разработка мультислойных систем, в которых используются магнитные материалы, свойства которых возможно модифицировать через воздействие внешнего магнитного поля (его направления, величину, частоту).

Главным технологическим достоинством мультислойных пленок является наличие стабильной технологии получения многослойных структур и пленочных элементов на их основе [11,12]. Но существует некая двойственность в отношении к проявляемым ими свойствам. Одним из основных эффектов, наблюдаемых в подобных структурах, является обменная связь между ферромагнитными слоями, которая, с одной стороны, во многом и обуславливает наблюдаемые уникальные явления мультислойных структур. С другой стороны, ее

наличие может приводить к нарушению однозначности отклика системы как датчика на внешнее воздействие. Таким образом, процедура синтеза мультислойных систем требует инструмента (методики) оценки степени однородности системы относительно ее магнитных параметров.

Динамические (СВЧ) методы — ферромагнитный (ФМР) и спин-волновой (СВР) резонансы — востребованы при оценке весьма широкого спектра магнитных параметров. Они используются при определении фундаментальных параметров магнитных материалов: эффективной намагниченности M_{eff} , константы обменного взаимодействия A , спин-волновой жесткости η , константы поверхностной анизотропии K_s . Угловые зависимости параметров спектров ФМР и СВР (позиции резонансных полей, интенсивности) при различных ориентациях внешнего постоянного магнитного поля, а также анализ структуры спектра позволяют определить наличие и величину вклада анизотропии (магнитнокристаллографической, магнитоупругой, поверхностной) [13–16], межслойного обменного взаимодействия [17], вид поверхностной анизотропии [18,19]. Успешность динамических методов при характеристике мультислойных структур демонстрируется результатами как теоретических [20–24], так и экспериментальных [25–31] исследований. Основными результатами, полученными для мультислойных структур, является зависимость формы спектра как от структурных (толщина слоев и их количество), так

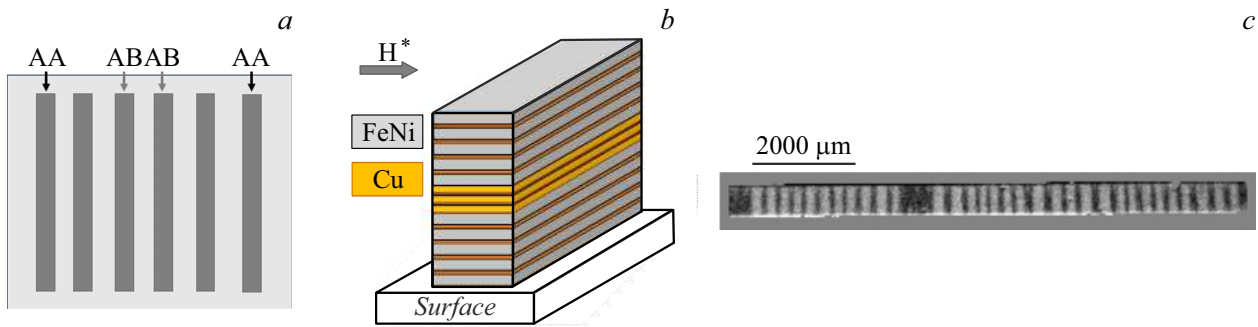


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая геометрию мультислойного элемента: H^* — технологическое магнитное поле, прикладываемое во время напылений (а и б). Особенности магнитной доменной структуры элемента, визуализированные с помощью МОКЕ-микроскопии (с).

и от магнитных параметров отдельного слоя (величина намагниченности, поле анизотропии) [31].

Цель настоящей работы состоит в исследовании мультислойных планарных элементов $[\text{Cu}/\text{FeNi}]_5/\text{Cu}/\text{FeNi}/\text{Cu}/\text{FeNi}/\text{Cu}/[\text{Cu}/\text{FeNi}]_5$, имеющих модуляцию как структурных, так и магнитных параметров системы, динамическими методами для оценки пределов, в которых система может рассматриваться как эффективная среда с небольшой дисперсией средних параметров.

1. Образцы и методы эксперимента

Пленочные структуры $[\text{Cu}(3 \text{ nm})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(100 \text{ nm})]_5/\text{Cu}(150 \text{ nm})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(150 \text{ nm})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(150 \text{ nm})/[\text{Cu}(3 \text{ nm})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(100 \text{ nm})]_5$ были получены в атмосфере аргона на установке радиочастотного ионно-плазменного распыления (Orion 8 (AJA International Inc., США) при предварительном вакууме $1.3 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ и рабочем давлении аргона $3.9 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$. В качестве подложек использовались покровные стекла толщиной 0.2 mm (Corning, $22 \times 22 \text{ mm}$). Получение пленочных структур проходило с использованием внешнего технологического поля H^* напряженностью 250 Oe , приложенного в плоскости образцов для формирования наведенной одноосной магнитной анизотропии. Структурирование прослойками меди использовалось для получения магнитных сред большой толщины при сохранении высокой магнитной проницаемости и низкой коэрцитивности [32]. Для этой же цели проводилось дополнительное структурирование центрального проводящего слоя меди, так как ранее было установлено, что при его отсутствии технологически очень трудно добиться получения многослойных структур с близкими магнитными свойствами при их расположении до и после проводящего слоя меди [26].

Из сплошной мультислойной пленочной структуры, осажденной на одну подложку, методом ионно-плазменного распыления, в дополнительном едином технологическом цикле методом оптической литографии

было получено 6 параллельных друг другу прямоугольных пленочных элементов ($10 \times 0.5 \text{ mm}$ каждый). Элементы были ориентированы параллельно друг другу и таким образом, что направление приложения внешнего технологического поля совпадало с короткой стороной элемента (рис. 1,а). На рис. 1 показана общая схема структуры мультислойного элемента и изображение магнитной доменной структуры элемента, полученное с помощью магнитооптического эффекта Керра (Evico, Dresden, Germany), подтверждающее факт формирования плоскостной одноосной магнитной анизотропии вдоль короткой стороны элемента.

Для магнитодинамических исследований были отобраны два мультислойных элемента — AA и AB, с одинаковыми технологическими параметрами (толщина слоев, число слоев, сплавы отдельных слоев и их порядок), но отличающиеся положением относительно зоны активного распыления мишени. Хотя технологические параметры получения мультислойных пленок (соотношение размера мишени и подложки, расстояние до мишени) обеспечивали однородность физических и химических характеристик пленочной структуры, процессы, используемые в ходе выполнения литографии, могли внести некоторую вариабельность в свойства различных элементов. Особенно эти отличия могли касаться элементов, расположенных с краю (элементы типа AA) и в центре (элементы типа AB) сформированной серии.

СВЧ спектры пленок были получены на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия). Измерение СВЧ спектров проводилось при комнатной температуре в X-диапазоне (частота накачки резонатора $f = 9.48 \text{ GHz}$), образец помещался в пучность переменного магнитного поля h_1 объемного резонатора. Кривые СВЧ поглощения были разложены на составляющие с помощью дифференцированной функции Лоренца. Измерения были выполнены при изменении направления постоянного магнитного поля по углу θ_H (*out-of-plane* геометрия эксперимента, схема которой представлена на рис. 2).

Резонансная частота ω_0 ФМР [15,16,33] может быть представлена через полную энергию магнитной систе-

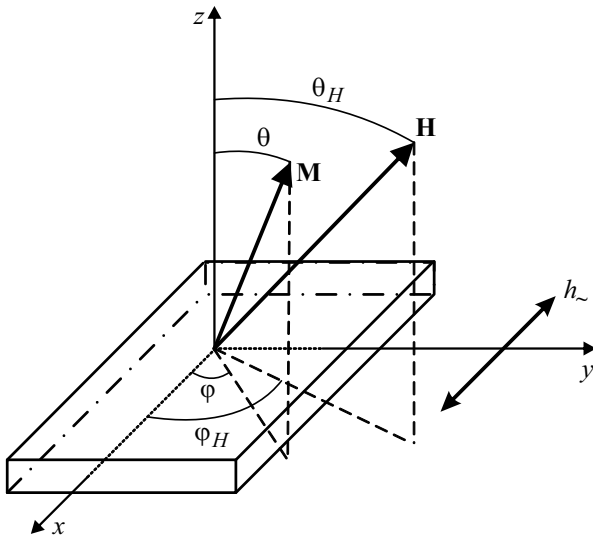


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая геометрию эксперимента.

мы, с учетом уравнения Ландау–Лифшица для движения намагниченности M :

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\gamma = 1.758 \cdot 10^7$ Hz/Oe — гиромагнитное соотношение, θ и φ — полярный и азимутальный углы намагниченности в сферической системе координат соответственно.

Равновесное положение вектора намагниченности определяется следующим соотношением:

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0, \quad (2)$$

а плотность свободной энергии [15]:

$$E = -MH [\sin(\theta) \sin(\theta_H) \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos(\theta) \cos(\theta_H)] + [2\pi M^2 + K_n] \cos^2(\theta) + K_u \sin^2(\theta) \sin^2(\varphi - \varphi_0), \quad (3)$$

где K_n — константа перпендикулярной одноосной анизотропии; K_u — константа одноосной анизотропии в плоскости, φ_0 — угол, характеризующий направление поля одноосной анизотропии в плоскости. Так как пленка является нанокристаллической, вклады кубической анизотропии исключены.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Пленка АА была нами аттестована как статически, так и динамическими магнитными методами [34]. Магнитные характеристики, измеренные разными методами, имели достаточно хорошее качественное и количественное согласие. В настоящей работе мы ис-

пользовали СВЧ методы для сравнения двух планарных элементов по уровню однородности их магнитных параметров. Спектры СВЧ поглощения пленок АА и АВ, измеренные при *out-of-plane* ориентации, имеют составную структуру. Примеры экспериментальных кривых при $\theta_H = 90^\circ$ пленок АА и АВ представлены на рис. 3, а, с соответственно. Экспериментальные кривые пленки АА в диапазоне углов $90 > \theta_H > 40^\circ$ могут быть описаны 4 лоренцианами (рис. 3, а), пленки АВ — 3 лоренцианами в диапазоне углов $90 > \theta_H > 7^\circ$ (рис. 3, с). Угловые зависимости резонансных полей отдельных мод пленок АА и АВ представлены на рис. 3, б, д соответственно. Регистрация нескольких пиков в спектре ФМР мультислойной планарной структуры, как мы полагаем, обусловлена реализацией эффективных слоев, которые не имеют обменной связи друг с другом [35]. Отличие в количестве слоев мультислойных пленок (10 слоев ферромагнитного сплава) от количества регистрируемых пиков в спектре ФМР (4 либо 3 идентифицируемых моды) возможно связано с тем, что отдельный эффективный слой образован несколькими ферромагнитными слоями. Дальнейший анализ экспериментальных спектров был выполнен при условии однородности магнитных параметров в пределах эффективного слоя.

Угловые зависимости выделенных мод были рассчитаны из системы, составленной уравнениями (1)–(3), при условии равенства поля анизотропии в плоскости ($2K_u/M_S$) 37 и 4 Ое для элементов АА и АВ соответственно, эффективная намагниченность M_{eff} принималась равной 880 G для отдельных эффективных слоев каждого из элементов. Значения поля анизотропии в плоскости были получены из угловой зависимости резонансного поля при изменении постоянного магнитного поля по углу φ_H (рис. 2 и [34]). Отличие M_{eff} однослойной пленки пермаллоя от величины намагниченности мультислойной пленки с Cu-прослойкой, имеющей ничтожно малую толщину (3 nm) по отношению к толщине слоя пермаллоя (100 nm), по нашей оценке, составляет не более 5%. Это предположение подтверждается разницей между величиной резонансного поля однослойной пленки (960 Ое) и значениями резонансных полей отдельных мод спектров ФМР элементов АА и АВ (например, моды СВЧ кривой элемента АВ имеют резонансные поля 946, 970 и 1000 Ое). Поэтому считаем возможным для описания угловых зависимостей резонансных полей использовать M_{eff} , значение которой было оценено из кривой ФМР при $\theta_H = 0^\circ$ для однослойной пленки пермаллоя толщиной 100 nm [30]. Варьируемым параметром для получения удовлетворительного совпадения между рассчитанной кривой и экспериментальными значениями резонансного поля являлась величина поля перпендикулярной анизотропии ($H_{an} = 2K_n/M_S$). Данные теоретической подгонки считались удовлетворительными при расхождении между экспериментальным и рассчитанным значениями не более 5 и 1% для пленки АА и АВ соответственно. Определенные подобной

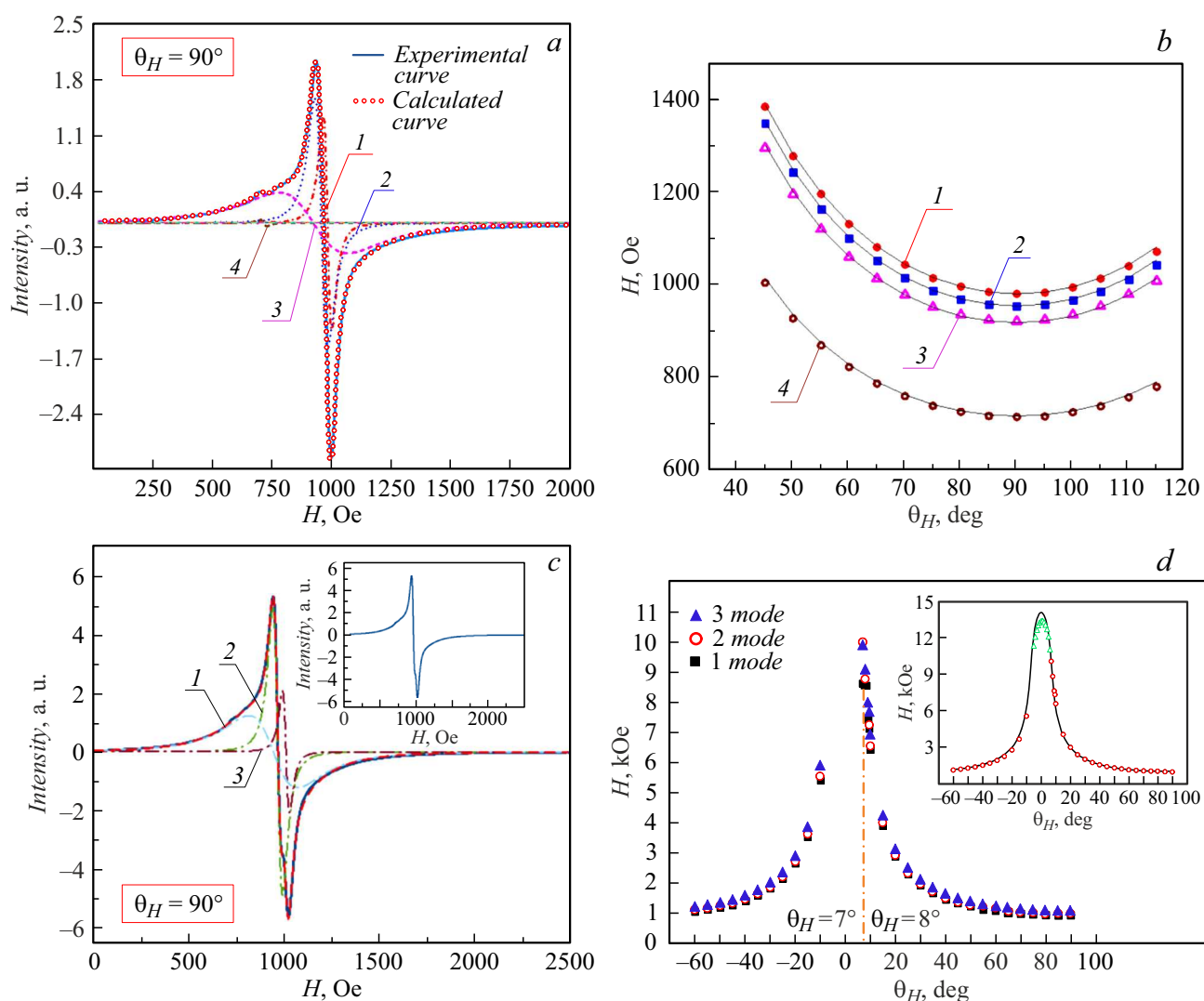


Рис. 3. Пример экспериментальных спектров СВЧ поглощения для пленок АА (а) и АВ (с), а также угловые зависимости резонансных полей отдельных однородных мод (ФМР) для АА (b) и АВ (d). Сплошными линиями на фрагменте (b) представлены подгоночные кривые. На вставке фрагмента (с) демонстрируется экспериментальная кривая без разложения на отдельные моды. На вставке фрагмента (d) представлено совмещение экспериментальных значений (маркеры в виде круга и треугольника) с расчетной кривой (сплошная линия), зелеными треугольниками отображены резонансные поля первой стоячей обменной моды. Цифрами 1–4 на рисунке отмечены отдельные выделенные однородные моды.

Таблица 1. Подгоночные значения величин поля анизотропии

$M_{\text{eff}} = 880 \text{ G}$	Поле перпендикулярной анизотропии отдельной магнитной фазы H_{an} , Oe			
	1	2	3	4
AA	414	1000	1200	5000
AB	500	100	100	

подгонкой значения H_{an} , представлены в табл. 1. Стоит отметить, что точность в определении H_{an} подобным образом подтверждается иными методами [30,36].

Отличительной особенностью угловых зависимостей резонансных полей однородных мод (ФМР) мультислойных пленок АА и АВ является диапазон углов, в пределах которого наблюдаются отдельные однородные моды. Для пленки АА он составляет от $90 > \theta_H > 40^\circ$, в то время как для АВ диапазон $90 > \theta_H > 7^\circ$, что существенно больше и схоже с размерами диапазонов, которые наблюдаются для однослойных пленок [37]. Предполагаем, что больший размер диапазона углов, в пределах которого реализуются однородные моды для пленки АВ, отражает меньшие флуктуации магнитных параметров по толщине эффективного слоя, в пределах которого реализуется однородная мода. Меньшие величины поля перпендикулярной анизотропии (табл. 1) возможно также обусловлены более однородной магнитной

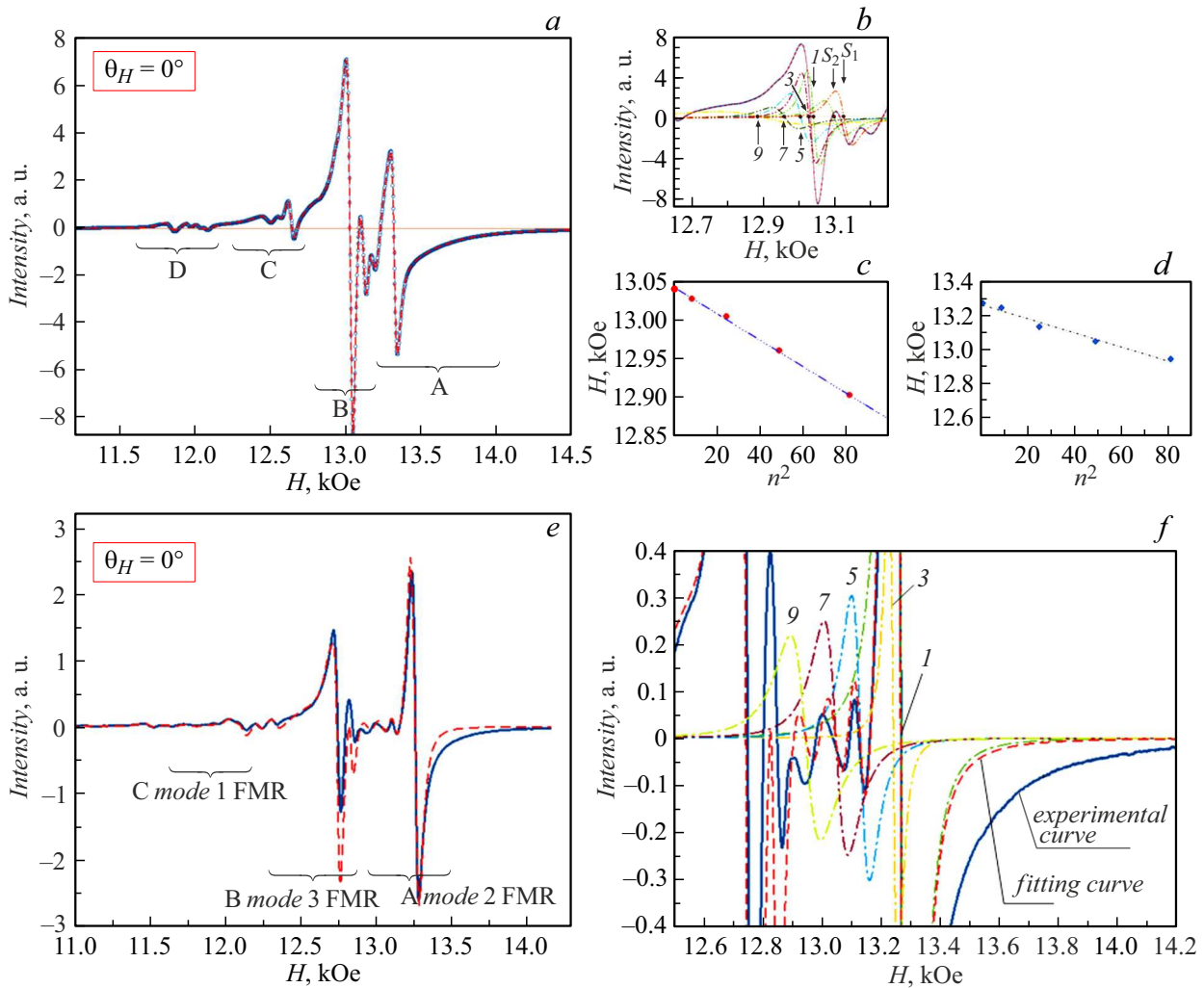


Рис. 4. Примеры экспериментальных спектров СВЧ поглощения при для пленок АА (а) и АВ (е). Представлены детализированные спектры области В для пленки АА (b) и области А для пленки АВ (f) с отдельными стоячими обменными модами, обозначенными арабскими цифрами и пунктирными линиями. На (c) и (d) представлены зависимости резонансного поля от квадрата номера моды для пленки АА и АВ соответственно. Наблюдаемые поверхностные моды в области В для пленки АА (b) обозначены S_1 и S_2 .

структурой каждого эффективного слоя мультислойной пленки АВ.

Экспериментальный спектр в перпендикулярной геометрии ($\theta_H = 0^\circ$) для каждой пленки имеет структуру, которую можно разделить на отдельные области — А, В, С и D (рис. 4, а, е). Каждая область описывается своим набором стоячих обменных мод (рис. 4, b, f), резонансные поля H_n которых с высокой степенью точности описываются линейной зависимостью от квадрата номера моды (рис. 4, c, d) и могут анализироваться с использованием выражения [37,38]:

$$H_n = \frac{\omega_0}{\gamma} + 4\pi M_{\text{eff}} - \eta_{\text{eff}} k^2, \quad (4)$$

где $\eta_{\text{eff}} = 2A/M_S$ — спин-волновая жесткость, связанная с константой обменного взаимодействия A , M_S — намагниченность насыщения, $k = \pi n/d$ — волновой вектор, зависящий от номера моды n и толщины пленки d .

Спектры СВР пленки АВ значительно лучше разрешены, что объясняется меньшей величиной ширины линии ΔH отдельных стоячих мод. Минимальные значения ΔH для пленки АА составляет 40 Ое, в то время как для пленки АВ — 25 Ое. Меньшие размеры ΔH пленки АВ также свидетельствуют о более однородной структуре каждого отдельного эффективного слоя.

Отдельные области в спектре СВР пленки АВ, которые регистрируются при $-6 < \theta_H < 6^\circ$, возможно соотнести с отдельными пиками ФМР, которые реализуются в диапазоне $90 > \theta_H > 7^\circ$ (рис. 3, d). Области СВР спектра пленки АА невозможно сопоставить с регистрируемыми модами ФМР, так как при значениях θ_H от 40 до 0° спектры представлены как однородными колебаниями намагниченности одной области, так и стоячими обменными спиновыми модами, возбуждаемыми в другой области. Последнее предположение отражает

Таблица 2. Обменная жесткость и константа поверхностной анизотропии отдельных эффективных слоев, в пределах которых образуется стоячая обменная спиновая волна

Элемент	Магнитная фаза	$\tilde{\eta}_{\text{eff}}$, Ое	$ K_{S1} $, erg/cm ²	$ K_{S2} $, erg/cm ²
АА	А	5	0.017	0.014
	В	1.5	0.035	0.042
	С	9	—	—
АВ	А	6	—	—
	В	11	0.025	—
	С	4	—	—

значительное различие в сформированных граничных условиях каждого эффективного слоя.

Таким образом, измерения в *out-of-plane* геометрии позволяют сделать вывод о наличии в планарном многослойном композите нескольких эффективных слоев, каждый из которых характеризуется собственным набором магнитных параметров (внутренне поле, поле перпендикулярной анизотропии) [39]. Регистрация спектра спин-волнового резонанса в перпендикулярной геометрии эксперимента и линейная зависимость положений резонансных полей от квадрата номера моды (рис. 4, с) свидетельствует о достаточной однородности распределения магнитных параметров по толщине каждого эффективного слоя [29]. Последнее заключение сделано на основе исследований [24–32], где показано, что неоднородности магнитных параметров как правило приводят к различным отклонениям от квадратичного закона дисперсии.

Используя выражение (4), были оценены обменная жесткость в полевых координатах $\tilde{\eta}_{\text{eff}}$

$$\tilde{\eta}_{\text{eff}} = (H_1 - H_n)/(n^2 - 1) \quad (5)$$

и константа поверхностной анизотропии

$$|K_S| = \left[\frac{M_{\text{eff}} A}{2} \left[(H_S - H_1) - \frac{2A}{M_{\text{eff}}} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \right] \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где H_S и H_1 — резонансные поля поверхностной и первой стоячей моды соответственно (рис. 4). Численные значения $\tilde{\eta}_{\text{eff}}$ и представленные в табл. 2 (где K_{S1} и K_{S2} — константы поверхностной анизотропии на отдельных поверхностях эффективного слоя, которые регистрируются по соответствующим поверхностным модам S_1 и S_2 спектра при $\theta_H = 0^\circ$, пример идентификации S_1 и S_2 представлен на рис. 4, b).

Отличие значения $\tilde{\eta}_{\text{eff}}$ рассматриваемых ламинированных пленок от аналогичной величины однослойной пленки пермаллоя (50 Ое при толщине пленки 100 nm), а также высокие значения H_{an} (табл. 1) косвенно подтверждают предложенную модель эффективного слоя, который сформирован чередованием ферромагнитных (FeNi) и немагнитных (Cu) слоев. Считаем, что меньшие значения H_{an} для АВ элемента демонстрируют

более однородное распределение магнитных параметров в пределах эффективного слоя. Эффективный обмен при подобной планарной композиционной структуре определяется двумя вкладами — парциальным обменом ферромагнитного слоя и парциальным обменом между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку [25,40].

Заключение

Мультиязычные планарные элементы $[\text{Cu}/\text{FeNi}]_5/\text{Cu}/\text{FeNi}/\text{Cu}/\text{FeNi}/\text{Cu}/[\text{Cu}/\text{FeNi}]_5$, имеющие непериодическую модуляцию как структурных, так и магнитных параметров по толщине, были исследованы методами ферромагнитного и спин-волнового резонансов. СВЧ спектры обоих образцов имеют составную структуру. Регистрируемые кривые ФМР представлены в виде отдельных пиков, а кривые СВР в виде трех отдельных областей, в каждой из которых регистрируется набор стоячих обменных спиновых волн. Отдельные пики в ФМР спектрах и обменно-скоррелированные области в СВР рассматриваются нами как возбуждение намагниченности от нескольких эффективных слоев, каждый из которых характеризуется собственным набором магнитных параметров (внутренне поле, поле перпендикулярной анизотропии). Индивидуальные области в спектре СВР образца АВ лучше разрешены, что свидетельствует о более однородно распределенных магнитных параметрах вдоль толщины эффективного слоя и может служить основанием при выборе элемента для технологического приложения.

Величины таких фундаментальных магнитных параметров как эффективная намагниченность, константа обменного взаимодействия, константа поверхностной анизотропии были оценены из характеристик СВЧ спектров при $\theta_H = 90$ и 0° . Анализ угловых зависимостей резонансных характеристик в *out-of-plane* геометрии позволил определить диапазоны углов ориентации внешнего магнитного поля, в пределах которых система может рассматриваться как эффективная среда с небольшой дисперсией средних параметров, а также поле перпендикулярной магнитной анизотропии.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование для проведения измерений.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ИФ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.V. Ustinov, M.A. Milayev, L.N. Romashev, T.P. Krinitsina, A.M. Burkhanov, V.V. Lauter-Pasyuk, H.J. Lauter. *J. Magn. Magn. Mater.*, **300**, e281 (2006). DOI: 10.1016/j.jmmm.2005.10.100
- [2] F.J.A. den Broeder, W. Hoving, P.J.H. Bloemen. *J. Magn. Magn. Mater.*, **93**, 562 (1991). DOI: 10.1016/0304-8853(91)90404-X
- [3] M.A. Andreeva, R.A. Baulin, A.I. Chumakov, R. Rüffer, G.V. Smirnov, Y.A. Babanov, D.I. Devyaterikov, B.Y. Goloborodsky, D.A. Ponomarev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov. *J. Magn. Magn. Mater.*, **440**, 225 (2017). DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.12.097
- [4] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2442 (1986). DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.2442
- [5] S.S.P. Parkin, R.F.C. Farrow, R.F. Marks, A. Cebollada, G.R. Harp, R.J. Savoy. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3718 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevLett.72.3718
- [6] B. Heinrich, J.F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A.S. Arrott, K. Myrtle. *Phys. Rev. B*, **44**, 9348 (1991). DOI: 10.1103/PhysRevB.44.9348
- [7] В.А. Середкин, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук. *Письма в ЖТФ*, **9** (23), 1446 (1983).
- [8] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472 (1988). DOI: 10.1103/PhysRevLett.61.2472
- [9] L. Tsetseris, B. Lee, Y.-C. Chang. *Phys. Rev. B*, **55**, 11586 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevB.55.11586
- [10] S. Kim, S.R. Lee, J.D. Chung. *J. Appl. Phys.*, **73**, 6344 (1993). DOI: 10.1063/1.352643
- [11] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn. *Phys. Rev. B*, **39**, 4828 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevB.39.4828
- [12] K. Agra, T.J.A. Mori, L.S. Dorneles, V.M. Escobar, U.C. Silva, C. Chesman, F. Bohn, M.A. Corrêa. *J. Magn. Magn. Mater.*, **355**, 136 (2014). DOI: 10.1016/j.jmmm.2013.12.009
- [13] L. Dreher, C. Bihler, E. Peiner, A. Waag, W. Schoch, W. Limmer, S.T.B. Goennenwein, M.S. Brandt. *Phys. Rev. B*, **87**, 224422 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.224422
- [14] A. Layadi. *Phys. Rev. B*, **66**, 184423 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.184423
- [15] J. Smit, H.G. Beljers. *Philips Res. Repts*, **10**, 113 (1955).
- [16] J.O. Artman. *Phys. Rev.*, **105**, 74 (1957). DOI: 10.1103/PhysRev.105.74
- [17] Z. Zhang, L. Zhou, P.E. Wigen, K. Ounadjela. *Phys. Rev. B*, **50**, 6094 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevB.50.6094
- [18] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. *ФТТ*, **14** (7), 2121 (1972).
- [19] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. *ФММ*, **34** (6), 1303 (1972).
- [20] V.A. Ignatchenko, Y.I. Mankov, A.A. Maradudin. *Phys. Rev. B*, **62**, 2181 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevB.62.2181
- [21] V.A. Ignatchenko, D.S. Tsikalov. *J. Magn. Magn. Mater.*, **510**, 166643 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166643
- [22] V.V. Kruglyak, A.N. Kuchko. *Phys. B Condens. Matter.*, **339**, 130 (2003). DOI: 10.1016/j.physb.2003.08.124
- [23] V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. B*, **98**, 104418 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.98.104418
- [24] V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. B*, **102**, 104414 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.102.104414
- [25] R.P. van Staple, F.J.A.M. Greidanus, J.W. Smits. *J. Appl. Phys.*, **57**, 1282 (1985). DOI: 10.1063/1.334527
- [26] R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl, H. Mühlbauer, G. Dumpich, S. Nikitov. *J. Appl. Phys.*, **70**, 6418 (1991). DOI: 10.1063/1.349915
- [27] R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl, S. Nikitov, J.C. Lodder. *J. Magn. Magn. Mater.*, **121**, 524 (1993). DOI: 10.1016/0304-8853(93)91260-E
- [28] Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, М.В. Чижик. *ФТТ*, **54** (4), 704 (2012).
- [29] С.В. Столяр, Д.А. Балаев, В.П. Ладыгина, А.И. Панкрац, Р.Н. Ярославцев, Д.А. Великанов, Р.С. Исхаков. *Письма в ЖЭТФ*, **111** (3–4), 197 (2020). DOI: 10.31857/S0370274X2003011X
- [30] S.V. Komogortsev, I.G. Vazhenina, S.A. Kleshnina, R.S. Iskhakov, V.N. Lepalovskij, A.A. Pasynkova, A.V. Svalov. *Sensors*, **22**, 3324 (2022). DOI: 10.3390/s22093324
- [31] B. Khodadadi, J.B. Mohammadi, J.M. Jones, A. Srivastava, C. Mewes, T. Mewes, C. Kaiser. *Phys. Rev. Appl.*, **8**, 014024 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.014024
- [32] A.V. Svalov, I.R. Aseguinolaza, A. Garcia-Arribas, I. Orue, J.M. Barandiaran, J. Alonso, M.L. Fernández-Gubieda, G.V. Kurlyandskaya. *IEEE Trans. Magn.*, **46**, 333 (2010). DOI: 10.1109/TMAG.2009.2032519
- [33] H. Suhl. *Phys. Rev.*, **97**, 555 (1955). DOI: 10.1103/PhysRev.97.555.2
- [34] G.Y. Melnikov, I.G. Vazhenina, R.S. Iskhakov, N.M. Boev, S.V. Komogortsev, A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya. *Sensors*, **23**, 6165 (2023). DOI: 10.3390/s23136165
- [35] В.Ф. Мещеряков. *Письма в ЖЭТФ*, **76** (12), 836 (2002).
- [36] С.В. Комогорцев, И.Г. Важенина, А.А. Мацынин, Д.А. Великанов, В.А. Фельк, М.В. Дорохин, А.В. Здоровейщев, Д.А. Здоровейщев, И.Л. Калентьева. *ФТТ*, **66** (8), 1272 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.08.58587.28НН
- [37] И.Г. Важенина, Р.С. Исхаков, В.Ю. Яковчук. *ФММ*, **123** (11), 1153 (2022). DOI: 10.31857/S0015323022601192
- [38] C. Kittel. *Phys. Rev.*, **110**, 1295 (1958). DOI: 10.1103/PhysRev.110.1295
- [39] И.Г. Важенина, Р.С. Исхаков, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, М.В. Рауцкий. *Письма в ЖТФ*, **46** (21), 28 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.21.50193.18433
- [40] Р.С. Исхаков, Ж.М. Мороз, Л.А. Чеканова, Е.Е. Шалыгина, Н.А. Шепета. *ФТТ*, **45** (5), 846 (2003).