

РЕЗКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ И СИММЕТРИИ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ПРИ ДОПОРОГОВОМ КОЛИЧЕСТВЕ МЕЖСЛОЙНОЙ МЕДИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ NiFe/Cu/IrMn

М. В. Бахметьев^a, А. Д. Таланцев^{a,b}, Р. Б. Моргунов^{a,c*}

^a Институт проблем химической физики
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b Department of Emerging Materials Science, DGIST, Daegu
42988, Republic of Korea

^c Первый Московский государственный медицинский университет им. И. М. Сеченова
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 ноября 2020 г.,
после переработки 12 декабря 2020 г.
Принята к публикации 17 декабря 2021 г.

В гетероструктурах NiFe/Cu/IrMn с варьируемым количеством межслойных атомов Cu наблюдается резкое изменение поля обменного смещения, коэрцитивной силы и поля однонаправленной анизотропии при эффективной толщине прослойки меди $t_{Cu} \approx 0.5$ нм, соответствующей неполному покрытию интерфейса, т. е. островковому напылению. Симметрия угловой зависимости ферромагнитного резонанса резко изменяется при неполном покрытии интерфейса при $t_{Cu} = 0.5$ нм, что отвечает смене изолированных островков на магнитную фрактальную структуру. Это явление, которое можно назвать «магнитным» порогом перколяции, не связано с электрическим сопротивлением гетероструктуры, резкое уменьшение которого наблюдается лишь при значительно большей эффективной пороговой толщине прослойки меди $t_{Cu} = 1.3$ нм при сплошном покрытии интерфейса.

DOI: 10.31857/S0044451021050126

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные структуры ферромагнетик–антиферромагнетик (ФМ–АФМ) широко используются в датчиках Холла [1] и устройствах магнитной памяти [2], поскольку обменное смещение в них устанавливает технически востребованный интервал полей, в которых переключаются эти устройства. Обменное взаимодействие между ФМ- и АФМ-слоями смещает центр петли магнитного гистерезиса вдоль оси поля [3], что создает постоянную стабильную и одинаковую намагниченность в исходном состоянии в нулевом магнитном поле. Это делает систему независимой от магнитной предыстории [4, 5]. Варьируя материалы и толщину слоев ФМ и АФМ [6–8], можно создавать гетероструктуры, в которых

величина обменного смещения H_b даже выше, чем коэрцитивная сила H_c [9]. Магнитное поле, приложенное в плоскости пленки перпендикулярно ее легкой оси, вызывает перемагничивание слоя ФМ путем когерентного вращения намагниченности без образования доменов [10, 11]. Самое большое соотношение H_b/H_c наблюдается в гетероструктурах NiFe/IrMn [12].

Эффективным способом регулировки обменного смещения в магнитных структурах ФМ/АФМ является введение диамагнитного разделяющего слоя (ДРС) [13–16], что позволяет увеличивать чувствительность датчиков Холла в заданном рабочем интервале полей [13]. Процесс напыления ДРС проходит через несколько промежуточных стадий, прежде чем возникнет сплошной ДРС [17]. Начальная стадия соответствует островковой структуре, в которой отдельные островки меди не контактируют между собой, заполняя сначала неоднородности

* E-mail: morgunov2005@yandex.ru

слоя NiFe. По мере увеличения времени напыления, а следовательно, и эффективной толщины напыленного ДРС, островки растут в трех измерениях, соприкасаются между собой и все больше покрывают напыляемую площадь. При этом областей прямого контакта между ФМ- и АФМ-слоями становится меньше, что приводит к уменьшению поля обменного смещения [13–16]. Дальнейшее увеличение эффективной толщины ДРС приводит к образованию двумерной структуры, состоящей из контактирующих между собой островков (бесконечный фрактал) [18]. Затем ДРС полностью покрывает интерфейс ФМ/АФМ, разрывая при этом прямое обменное взаимодействие между ФМ- и АФМ-слоями во всех точках интерфейса. Даже при сплошном покрытии интерфейса обменное смещение не становится равным нулю и обнаруживается при низких температурах [19–21]. Например, в [19] в гетероструктуре NiFe/Ta/IrMn обменное смещение при комнатной температуре резко уменьшается при эффективной толщине слоя тантала $t_{\text{Ta}} = 0.2$ нм (один атомный монослой по количеству напыленного вещества). Однако при низкой температуре обменное смещение все еще обнаруживается. Хотя описанные выше стадии и сценарий модификации обменно-смещенных структур при напылении ДРС в целом понятны, в литературе сообщается о множестве необычных явлений, происходящих при количествах материала ДРС на интерфейсе, меньшем порогового значения (т. е. до полного покрытия интерфейса). В работе [20] в гетероструктурах NiFe/Cu/CoO медь полностью покрывала интерфейс при толщине медной прослойки 1.2 нм (6 атомных монослоев), а в [21] прослойка золота покрывала интерфейс в гетероструктурах CoO/Au/Co при толщине 2.5 нм. Однако в обоих упомянутых случаях резкие изменения в магнитных характеристиках наблюдались при несколько меньших толщинах эффективного слоя соответственно $t_{\text{Cu}} \sim 0.8\text{--}1.1$ нм и $t_{\text{Au}} \sim 1.5\text{--}2$ нм. Причина резкого допорогового изменения магнитных свойств в гетероструктурах NiFe/Cu/CoO и CoO/Au/Co осталась необъясненной. В упомянутых работах доля интерфейса ФМ/АФМ, покрытого ДРС, при которой блокируется обменная связь между ФМ и АФМ, зависит от материала ДРС и различается в пять раз. Эта неопределенность может быть связана с разной эффективностью косвенного обмена в ДРС разных типов, с различными коэффициентами адгезии и диффузии, приводящими к разной эффективности образования островков и другими причинами, на выяснение которых направлена наша работа.

Резкое изменение свойств материалов по мере увеличения концентрации добавляемого в них вещества рассматривается в теории протекания и называется порогом перколяции, за который отвечает особого рода фазовый переход [18]. Имеются многочисленные теоретические модели для объяснения образования скачка электрической проводимости и возникновения бесконечного фрактала в композитах проводник–изолятор [22]. Поведение проводимости в композитных коллоидах, суспензиях и эмульсиях является сложной функцией концентрации частиц, их размера, формы и геометрического расположения, степени агрегации, температуры и многих других факторов [23]. Для анализа концентрационной зависимости электрической проводимости используется эмпирическая модель, основанная на комбинации теории среднего поля и теории перколяций, которая успешно применяется для композитных коллоидных и ячеистых систем [24], в которых зерна большого диаметра покрыты проводящим порошком меньшего размера, а также в смесях порошков разной проводимости [25]. Этот же подход может быть применен для описания электрической проводимости островковой структуры ДРС в наших образцах. Согласно теории протекания, в структурах, исследуемых в нашей работе, электрическую проводимость в окрестности порога перколяции p_c можно рассматривать как функцию p доли поверхности, покрытой ДРС [24, 26]:

$$\sigma_{eff} = \sigma_m \left(\frac{p_c - p}{p_c} \right)^{-s}, \quad p_c > p, \quad (1)$$

$$\sigma_{eff} = \sigma_p \left(\frac{p - p_c}{1 - p_c} \right)^t, \quad p_c < p, \quad (2)$$

где σ_{eff} — эффективное значение проводимости; σ_m — проводимость участков ФМ/АФМ; σ_p — проводимость участков ФМ/ДРС/АФМ; s, t — универсальные критические показатели. Для двумерной системы универсальные критические показатели соответствуют $s = t \approx 4/3$ [24], для трехмерной системы $s \approx 0.73$ [24], $s \approx 0.87$ [26], $t \approx 2$ [24, 26]. Этот подход применяется прямо к исследованию электрической проводимости, однако его применение к обсуждению магнитных характеристик выглядит феноменологическим и требует обоснований и экспериментальных подтверждений. Короткодействующее обменное взаимодействие, реализуемое протеканием волновых функций электронов или протеканием самих электронов при косвенном взаимодействии Рудермана–Касуи–Киттеля–Йошиды (РККИ), кажется сходным с протека-

нием электрического тока. Одна из целей нашей работы заключается в проверке того, может ли теория перколяций быть применена к ферромагнитным системам для описания «протекания» короткодействующего обменного взаимодействия в системе случайных островков, обеспечивающих илирывающих обменный контакт ФМ/АФМ. Применение формул (1) и (2) к магнитным характеристикам (обменное смещение, обменное взаимодействие и др.) может быть ограничено короткодействующим характером обменного взаимодействия и быть искаженным дальнедействующим магнитным дипольным взаимодействием между островками ферромагнитного материала. Хорошо известно, что взаимодействие между структурными единицами, образующими бесконечный фрактал, влияет на значение порога перколяции p_c , а дальнедействующие корреляции между структурными единицами приводят к потере универсальности критических показателей s и t [27, 28].

Эффективным методом измерения обменного смещения и магнитокристаллической анизотропии является ферромагнитный резонанс (ФМР), который используется в нашей работе для определения симметрии угловой зависимости резонансного поля до и после порога перколяции. Изменение симметрии угловой зависимости резонансного поля ФМР по мере увеличения толщины слоя меди было обнаружено в гетероструктурах IrMn/Cu/Co [29], где островки Cu сменялись на сплошное покрытие медью. В работах [30, 31] в гетероструктурах NiFe/Cu/IrMn изменение симметрии угловых зависимостей, вызванное ростом эффективной толщины слоя меди, объяснялось наличием прямого контакта слоев NiFe и IrMn. Таким образом, ФМР представляет собой методику, чувствительную к смене локальных ферромагнитных островков на бесконечный фрактал или сплошную пленку, ослабляющую обменное взаимодействие между ФМ- и АФМ-слоями. В нашей работе ФМР позволяет установить эффективную толщину ДРС, при которой происходит резкое изменение магнитной анизотропии и обменного взаимодействия, а также смену симметрии угловой зависимости резонансного поля ФМР. При этом до полного покрытия интерфейса еще далеко.

В практическом отношении важно, что небольшие толщины ДРС и связанные с ними перколяционные явления создают проблемы с воспроизводимостью свойств гетероструктур, предсказуемостью полученного результата. Это связано, скорее, с принципиально неустранимой стохастичностью начальных стадий напыления, чем с качеством на-

пыления. Поскольку введение ДРС в магнитную структуру ФМ/АФМ используется для регулировки обменного смещения в датчиках, понимание физического механизма зависимости обменного смещения от толщины ДРС и особенности формирования обменной связи ФМ-АФМ через ДРС чрезвычайно важны, хотя и остаются не до конца понятыми.

Целью данной работы является анализ обменных параметров, электрического сопротивления и резонансного поля в интервале эффективных толщин прослойки Cu, обеспечивающей последовательное формирование отдельных островков, затем бесконечного фрактала и, наконец, полностью покрытого медью интерфейса ФМ/АФМ в гетероструктурах NiFe/Cu/IrMn.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА

В опытах использовали контрольный образец без медной прослойки Ta(5 нм)/NiFe(10 нм)/IrMn(10 нм)/ Ta(5 нм) и серию образцов с медной прослойкой Ta(5 нм)/NiFe(10 нм)/ Cu(t_{Cu})/IrMn(10 нм)/Ta(5 нм) площадью $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Эффективная толщина медной прослойки t_{Cu} определяется по длительности напыления и варьируется в диапазоне от 0.08 нм до 5 нм, что соответствует времени магнетронного напыления 2–120 с. Гетероструктуры были напылены на подложках Si/SiO₂ методом магнетронного напыления на постоянном токе. Скорость осаждения слоя меди 0.043 нм/с поддерживалась одинаковой во всех образцах. Методика изготовления исследуемых гетероструктур описана в работе [32]. Сначала слой NiFe напылялся на Ta, который был необходим для буферизации дефектов и усиления текстуры (111) слоев NiFe. Далее напылялась медь и IrMn, и затем напылялся еще один покровный слой Ta, который служил для предотвращения окисления и коррозии магнитных слоев.

Спектры рентгеновской дифракции были получены с помощью дифрактометра ДРОН-3М с использованием медной трубки ($K_{\alpha 1}$ — рентгеновские лучи с длиной волны 1.54 Å), работающей при напряжении 35 кВ и токе 25 мА со стабильностью 0.01%/8 ч. Измерения были выполнены в диапазоне углов $2\theta = 35\text{--}50^\circ$ с шагом 0.2° . Нормированные по амплитуде спектры рентгеновской дифракции образцов NiFe/Cu/IrMn при $t_{Cu} = 0, 0.08 \text{ нм}, 1.04 \text{ нм}, 2.5 \text{ нм}$ показаны соответственно на рис. 1а–г. Слои IrMn и NiFe имеют кубическую (111) структуру. Пи-

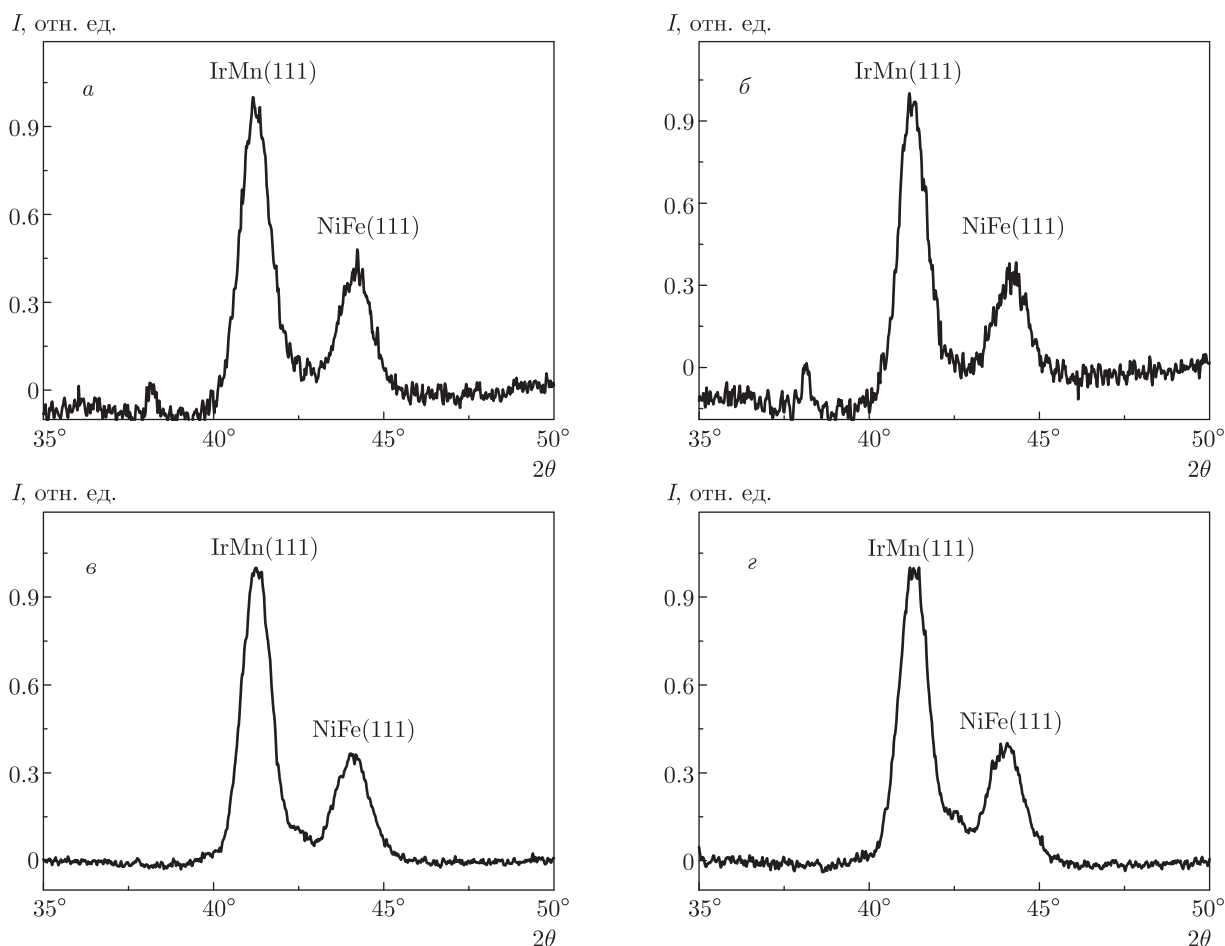


Рис. 1. Нормированные по амплитуде рентгеновские дифракционные спектры образцов $t_{Cu} = 0$ (а), 0.08 нм (б), 1.04 нм (в), 2.5 нм (г)

ки IrMn соответствуют $2\theta = 41.3^\circ$, пики NiFe соответствуют $2\theta = 44.2^\circ$. Добавление и рост прослойки Cu не изменяет спектры рентгеновской дифракции, это значит, что кристаллическое качество слоев IrMn и NiFe оставалось одинаковым при вариациях эффективной толщины слоя меди. Другими словами, напыление меди не приводит к качественным изменениям структуры ФМ- и АФМ-слоев, которое могло бы стать причиной допороговых переходов.

Процесс напыления меди моделировался методом Монте-Карло, подробный алгоритм расчета программы представлен в работе [33]. Результат моделирования распределения кластеров Cu с параметром отношения коэффициентов адгезии $r = 2500$ для адгезии атомов Cu на уже образованные островки Cu и адгезии атомов Cu на поверхность NiFe показан на рис. 2а–з. Это отношение было подобрано в [33] так, чтобы правильно описывалась экспериментальная зависимость поля обменного смещения от

эффективной толщины меди. Двумерные распределения прослойки Cu на слое NiFe при эффективных толщинах $t_{Cu} = 0.08$ нм (а), 0.25 нм (б), 0.5 нм (в), 0.58 нм (г), 0.75 нм (д), 0.83 нм (е) представлены на рис. 2а–е. Соответствующие профили прослойки Cu на интерфейсе NiFe/Cu/IrMn при эффективных толщинах $t_{Cu} = 0.08$ нм и $t_{Cu} = 0.41$ нм представлены на рис. 2ж,з. На рис. 2и представлена зависимость расчетной доли поверхности NiFe, покрытой медью S_{Cu}/S_{NiFe} от эффективной толщины медной прослойки t_{Cu} . Модель предсказывает полное покрытие медью интерфейса NiFe/Cu/IrMn при пороговой эффективной толщине слоя меди $t_{Cu} = 1.3$ нм. Из дальнейшего видно, что это значение прекрасно согласуется с экспериментально определенным пороговым изменением электрического сопротивления, что подтверждает правильность определения критической эффективной толщины меди, при которой возникает полное покрытие интерфейса.

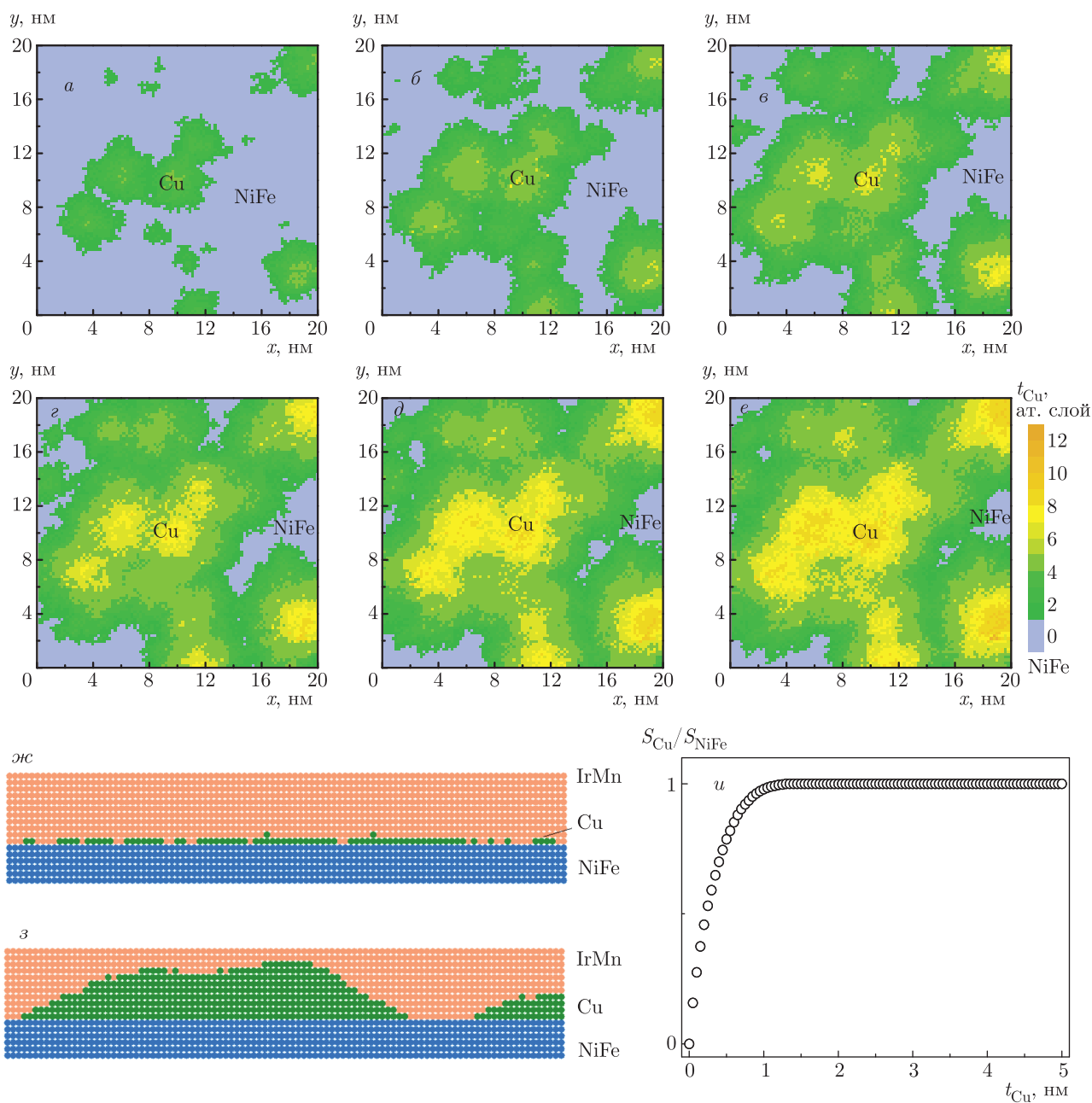


Рис. 2. Двумерные распределения кластеров Cu на поверхности NiFe при эффективных толщинах медной прослойки $t_{Cu} = 0.08$ нм (*a*), 0.25 нм (*б*), 0.5 нм (*в*), 0.58 нм (*г*), 0.75 нм (*д*), 0.83 нм (*e*). Профили медной прослойки Cu на интерфейсе NiFe/Cu/IrMn при эффективных толщинах $t_{Cu} = 0.08$ нм (*ж*), 0.41 нм (*з*). Зависимость расчетной доли поверхности NiFe, покрытой медью от эффективной толщины медной прослойки (*u*)

Измерения зависимостей магнитного момента от магнитного поля и от температуры были проведены на СКВИД-магнитометре MPMS 5XL Quantum Design на образцах размерами 5×5 мм², в магнитных полях $H = -2-2$ кЭ и при температурах $T = 2-300$ К. Диамагнитный вклад подложки был вычтен.

Электрическое сопротивление образцов получено с помощью метода Ван дер Пау. Измерения проводились при комнатной температуре на образцах размерами 5×5 мм² при токе $I = 1$ мА, напряжение было получено с помощью нановольтметра Keithley 2182.

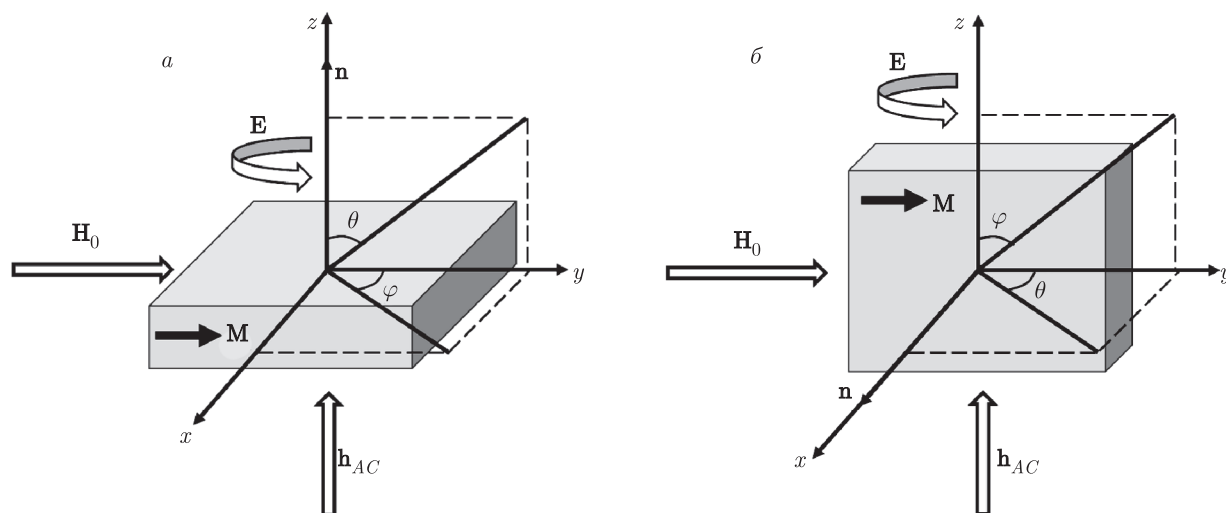


Рис. 3. Направления внешнего магнитного поля развертки спектрометра H_0 , вихревого электрического поля E , переменного магнитного поля h_{AC} и магнитного момента M образца при записи зависимостей параметров спектров ФМР от азимутального угла φ (а) и полярного угла θ (б)

Измерения ФМР проводились при комнатной температуре на спектрометре EPR10-MINI на образцах размерами $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Частота микроволнового поля составляла около 9.5 ГГц, мощность 5 мВт, амплитуда модуляции была 10 Э. При измерении зависимостей от азимутального угла φ направление нормали к пленке оставалось перпендикулярным внешнему магнитному полю H_0 . При измерении зависимостей от полярного угла θ направление нормали менялось относительно направления внешнего магнитного поля H_0 . Направление внешнего магнитного поля развертки H_0 , вихревого электрического поля E и переменного магнитного поля h_{AC} относительно направления магнитного момента M и плоскости пленки показано на рис. 3 при измерениях азимутальной и полярной угловых зависимостей.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 показаны петли магнитного гистерезиса образца без медной прослойки $t_{Cu} = 0$ (1) и образцов с эффективными толщинами меди $t_{Cu} = 0.5 \text{ нм}$ (2), $t_{Cu} = 5 \text{ нм}$ (3) при температурах соответственно 300 К и 2 К. Добавление и увеличение эффективной толщины прослойки Cu приводит к сдвигу центра петли гистерезиса в нулевые магнитные поля относительно эталонного образца $t_{Cu} = 0$, имеющего значение поля обменного смещения $H_b = 119.4 \text{ Э}$

и коэрцитивную силу $H_c = 2.3 \text{ Э}$ при температуре 300 К. Аналогичные петли магнитного гистерезиса были получены для всех образцов серии с разными t_{Cu} в диапазоне 2–300 К, и из них были определены зависимости поля обменного смещения H_b и коэрцитивной силы H_c от эффективной толщины прослойки Cu. На рис. 5 представлены зависимости $H_b(t_{Cu})$ и $H_c(t_{Cu})$ при $T = 300 \text{ К}$ (1) и 2 К (2). Обменное смещение уменьшается с ростом t_{Cu} при всех температурах от 2 до 300 К, а коэрцитивная сила зависит от t_{Cu} немонотонно, демонстрируя максимум при $t_{Cu} = 0.16 \text{ нм}$ и дальнейшее уменьшение с ростом t_{Cu} как при $T = 2 \text{ К}$, так и при $T = 300 \text{ К}$.

Обменное смещение и коэрцитивная сила определяются обменным взаимодействием, возникающим на интерфейсе NiFe/IrMn и NiFe/Cu/IrMn и зависящим от проникновения волновых функций электронов или обмена электронами (при косвенном взаимодействии) из одного материала в другой. Поскольку это проникновение обменного взаимодействия ограничивается островками меди, естественно анализировать исследуемую систему в рамках теории перколяций. Для определения порога перколяции p_c были построены зависимости поля обменного смещения и коэрцитивной силы от S_{Cu}/S_{NiFe} в двойных логарифмических координатах (см. врезки на рис. 5), из которых виден резкий скачок обменного смещения и коэрцитивной силы при $S_{Cu}/S_{NiFe} \approx 0.78$ ($t_{Cu} \approx 0.5 \text{ нм}$). Порог перколяции для H_b и H_c на всем диапазоне температур составляет $p_c \approx$

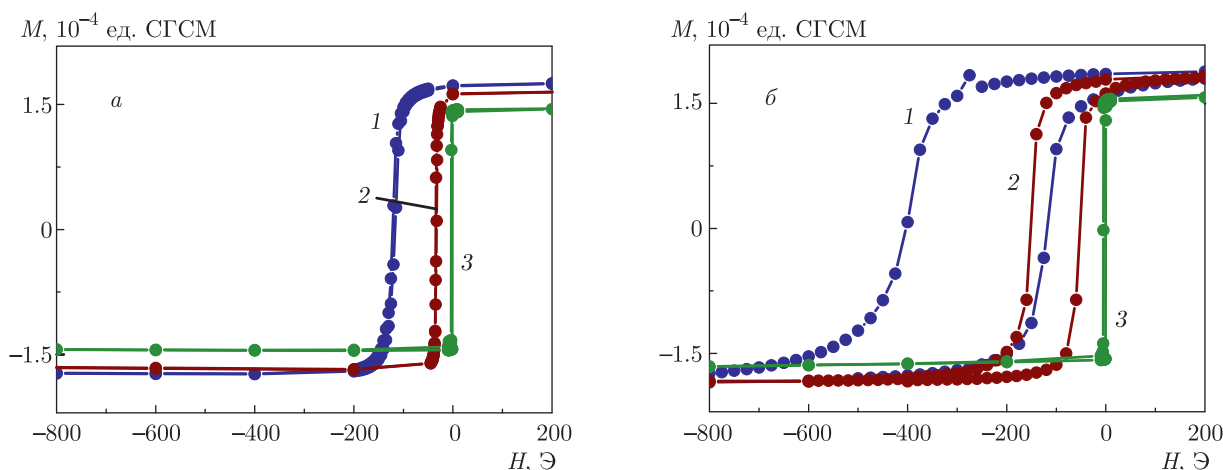


Рис. 4. Петли магнитного гистерезиса образцов $t_{Cu} = 0$ (1), 0.5 нм (2), 5 нм (3) при температурах $T = 300$ К (а) и $T = 2$ К (б)

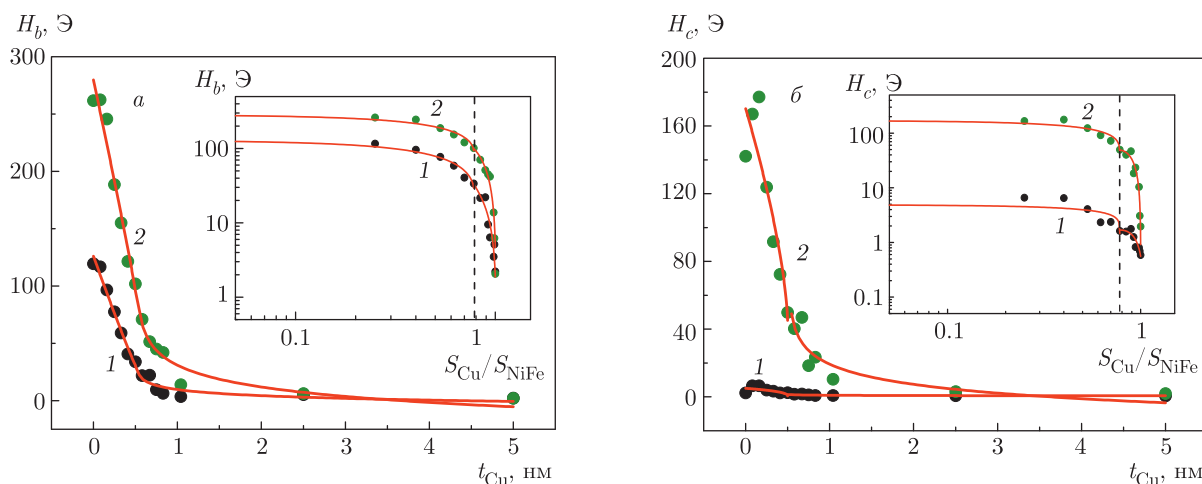


Рис. 5. Зависимости поля обменного смещения (а) и коэрцитивной силы (б) от эффективной толщины медной прослойки при температурах $T = 300$ К (1) и $T = 2$ К (2). На врезках представлены зависимости поля обменного смещения и коэрцитивной силы от расчетной доли поверхности NiFe, покрытой медью в двойных логарифмических координатах для определения порога перколяции (пунктирная линия). Линиями показана аппроксимация выражением (1) для левой части зависимостей и выражением (2) для правой части зависимостей

$\approx 0.78 \pm 0.1$. Это значит, что эффективной толщины медной прослойки $t_{Cu} \approx 0.5$ нм достаточно для того, чтобы возник хотя бы один непрерывный путь через островки меди от одного до противоположного края образца (рис. 2б) для образования бесконечного фрактала. Образование бесконечного фрактала приводит к резкому уменьшению вышеупомянутых характеристик во всем диапазоне температур. Для определения универсальных критических показателей s и t зависимости $H_b(S_{Cu}/S_{NiFe})$ и $H_c(S_{Cu}/S_{NiFe})$ при $T = 300$ К и 2 К были аппрок-

симированы выражением (1) при $S_{Cu}/S_{NiFe} < p_c$ и выражением (2) при $S_{Cu}/S_{NiFe} > p_c$. Результаты аппроксимации представлены в таблице. Для допорогового случая $S_{Cu}/S_{NiFe} < p_c$ универсальный критический показатель s для поля обменного смещения H_b составляет $s \approx 0.65 \pm 0.05$, а для коэрцитивной силы H_c составляет $s \approx 0.37 \pm 0.07$ во всем диапазоне температур, что соответствует трехмерной фрактальной структуре [24, 26]. Для H_b критический показатель t для случая $S_{Cu}/S_{NiFe} > p_c$ составляет $t \approx 0.98 \pm 0.12$, что соответствует двумер-

Таблица. Значения порога перколяции p_c и полученные универсальные критические показатели s , t из аппроксимации выражениями (1) и (2) зависимостей поля обменного смещения H_b , коэрцитивной силы H_c при температурах $T = 300$ К и $T = 2$ К, поля однонаправленной анизотропии H_{ex} от расчетной доли поверхности NiFe, покрытой медью S_{Cu}/S_{NiFe}

	p_c	s	t
$H_b, T = 300$ К	0.78 ± 0.1	0.7	0.86
$H_b, T = 2$ К	0.78 ± 0.1	0.6	1.1
$H_c, T = 300$ К	0.78 ± 0.1	0.3	2.18
$H_c, T = 2$ К	0.78 ± 0.1	0.44	1.84
H_{ex}	0.78 ± 0.1	0.83	1.06

ной структуре [24], а для H_c критический показатель t составляет $t \approx 2.01 \pm 0.17$, что говорит о трехмерной структуре [24, 26]. Таким образом, для H_b ниже порога перколяции наблюдается зависимость, характерная для трехмерных структур, а выше порога перколяции — для двумерных. Для H_c независимо от толщины слоя меди наблюдается зависимость, характерная для трехмерных структур.

На рис. 6 представлены зависимости поля обменного смещения H_b от коэрцитивной силы H_c для $T = 300$ К (а) и $T = 2$ К (б). Направления изменения эффективной толщины прослойки Cu показаны стрелками. Видно, что при температуре 300 К с уменьшением прослойки Cu, поле обменного смещения и коэрцитивная сила связаны линейной зависимостью. Это является вполне ожидаемым результатом, поскольку попытки исследования динамики перемагничивания микроскопом Керра не выявили доменов или зародышей намагниченности при $T = 300$ К, а процесс перемагничивания происходит когерентным вращением всех спинов образца. Следовательно, обменное взаимодействие в одинаковой степени определяет как коэрцитивную силу, так и поле обменного смещения. Отметим, что при температурах 2 К и 300 К связь между H_b и H_c становится нелинейной в области малых толщин эффективного слоя меди 0.16 нм, заметно меньших толщины перколяционного перехода 0.5 нм (рис. 6). Это происходит из-за максимума на зависимости $H_c(t_{Cu})$ (рис. 5б). Можно предполагать, что в части образцов с малой толщиной слоя меди механизм перемагничивания изменился. Однако этот факт не влия-

ет на анализ перколяционного перехода и дальнейшие выводы, относящиеся к резкому изменению параметров гетероструктур при значительно больших значениях t_{Cu} .

На рис. 7 показана зависимость расчетной доли поверхности NiFe, покрытой медью (линия 1), и экспериментально определенного электрического сопротивления R (линия 2) от эффективной толщины медной прослойки. Электрическое сопротивление эталонного образца $t_{Cu} = 0$ без меди составляет $R = 6.3$ Ом. В диапазоне толщин меди $t_{Cu} = 0.08$ –1.2 нм электрическое сопротивление не изменяется ($R \approx 6.9 \pm 0.1$ Ом) и соответствует усредненному по всем проводящим слоям значению $\rho \approx 95 \pm 2$ мкОм·см в расчете на полную толщину всех проводящих слоев образца. Если принять, что сопротивление всей гетероструктуры описывается параллельным соединением отдельных слоев, то можно рассчитать сопротивление медной прослойки и NiFe по отдельности, зная толщины всех слоев. В результате расчета получились значения удельного сопротивления медной прослойки $\rho_{Cu} \approx 2.5 \pm 1$ мкОм·см и $\rho_{NiFe} \approx 31 \pm 1$ мкОм·см, близкие к значениям $\rho_{Cu} = 2$ мкОм·см и $\rho_{NiFe} = 28$ –60 мкОм·см, известным для этих материалов в литературе [34, 35].

Постоянство удельного сопротивления в диапазоне толщин $t_{Cu} = 0.08$ –1.2 нм (до порога полного покрытия) говорит о хорошей воспроизводимости образцов при их многократном изготовлении и исключает случайные вариации на зависимости $R(t_{Cu})$, которые в ряде работ могли быть вызваны неодинаковыми условиями напыления образца. Превышение эффективной толщины медной прослойки величины $t_{Cu} \approx 1.3$ нм вызывает уменьшение электрического сопротивления, которое при $t_{Cu} = 5$ нм падает до 0.4 Ом. Расчетная толщина $t_{Cu} = 1.3$ нм, при которой происходит формирование сплошной пленки меди, совпадает с толщиной $t_{Cu} \approx 1.3$ нм, выявленной экспериментально по уменьшению электрического сопротивления образца (штриховая линия на рис. 7). Отметим, что в отличие от обменного смещения и коэрцитивной силы, электрическое сопротивление не меняется при перколяционном пороге 0.5 нм. Это исключает из рассмотрения косвенное обменное взаимодействие, которое могло передаваться электронами проводимости (РККИ). Электроны проводимости не влияют на величину обменного взаимодействия. С другой стороны, бесконечный магнитный фрактал оказывается не эквивалентным бесконечному фракталу, приводящему к скачку электрической проводи-

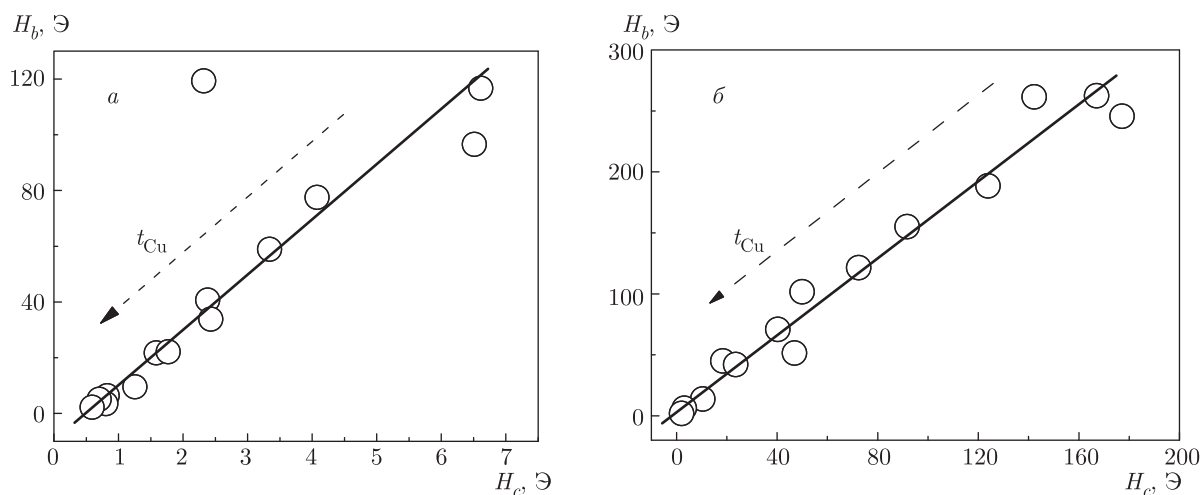


Рис. 6. Зависимости поля обменного смещения H_b от коэрцитивной силы H_c для $T = 300$ К (а) и $T = 2$ К (б)

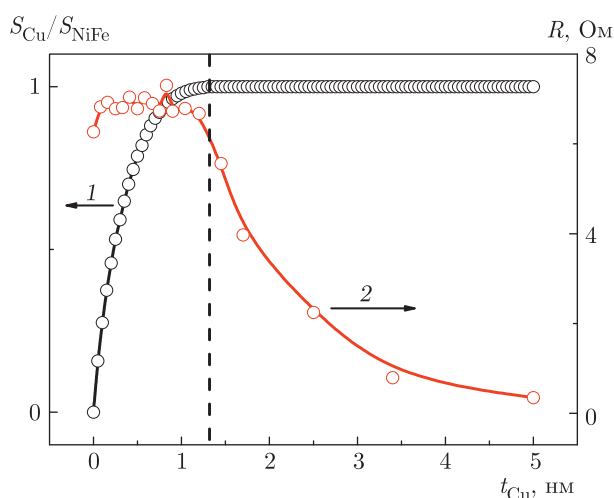


Рис. 7. Зависимость расчетной доли поверхности NiFe, покрытой медью (линия 1) и экспериментально определенного электрического сопротивления R (линия 2) от эффективной толщины медной прослойки. Штриховая линия соответствует эффективной толщине медной прослойки $t_{Cu} = 1.3$ нм

мости, который мог бы возникать (но не возникает в нашей серии образцов). Это говорит о том, что обменный контакт островков в бесконечном магнитном фрактале реализуется механизмом, не включающим электрическую проводимость. Для магнитных свойств таким механизмом является перекрытие волновых функций островков без вклада электронов проводимости.

Динамические магнитные свойства гетероструктур были исследованы с помощью ферромагнитного резонанса, который позволяет определить поля

анизотропии и изменение симметрии угловой зависимости резонансного поля ФМР при перколяционном переходе. На рис. 8а показано изменение спектра ФМР с толщиной прослойки меди для серии образцов $t_{Cu} = 0$ (1), 0.08 нм (2), 0.16 нм (3), 0.5 нм (4), 0.75 нм (5) и 0.83 нм (6). Все эти спектры записаны при фиксированном азимутальном $\varphi = 180^\circ$ и полярном $\theta = 0$ углах. На спектрах у образцов $t_{Cu} = 0, 0.08$ нм и 0.16 нм присутствовали две линии. Одна из них имеет резонансное поле, близкое к нулю, а другая линия характеризуется резонансным полем, близким к 1 кЭ. Линия 1 смещалась в нулевые поля по мере увеличения толщины слоя меди и уже не наблюдалась для образцов с высокими эффективными толщинами $t_{Cu} > 0.16$ нм. Эта линия наблюдалась в диапазоне углов $\varphi = 150^\circ - 210^\circ$, для остальных углов φ этой линии в спектре ФМР не наблюдалось. Резонансное поле линии 1 близко к полю обменного смещения H_b . Поэтому линия 1, возможно, соответствует сигналу магнитного резонанса от той части слоя NiFe, которая близка к интерфейсу, где поле обменного смещения значительно изменяет магнитную анизотропию системы. Поскольку регулярных угловых зависимостей и зависимостей резонансного поля этой линии от толщины слоя меди получить не удастся, в дальнейшем мы исключили ее из рассмотрения и анализировали только линию 2, которая характеризует ФМР во всей пленке NiFe. На спектрах ФМР видно, что линия 2 асимметричная (рис. 8а), для таких линий характерна линия Дайсона [36]. Поскольку вихревое электрическое поле лежит в плоскости образца, электроны проводимости в объеме образца будут двигаться по за-

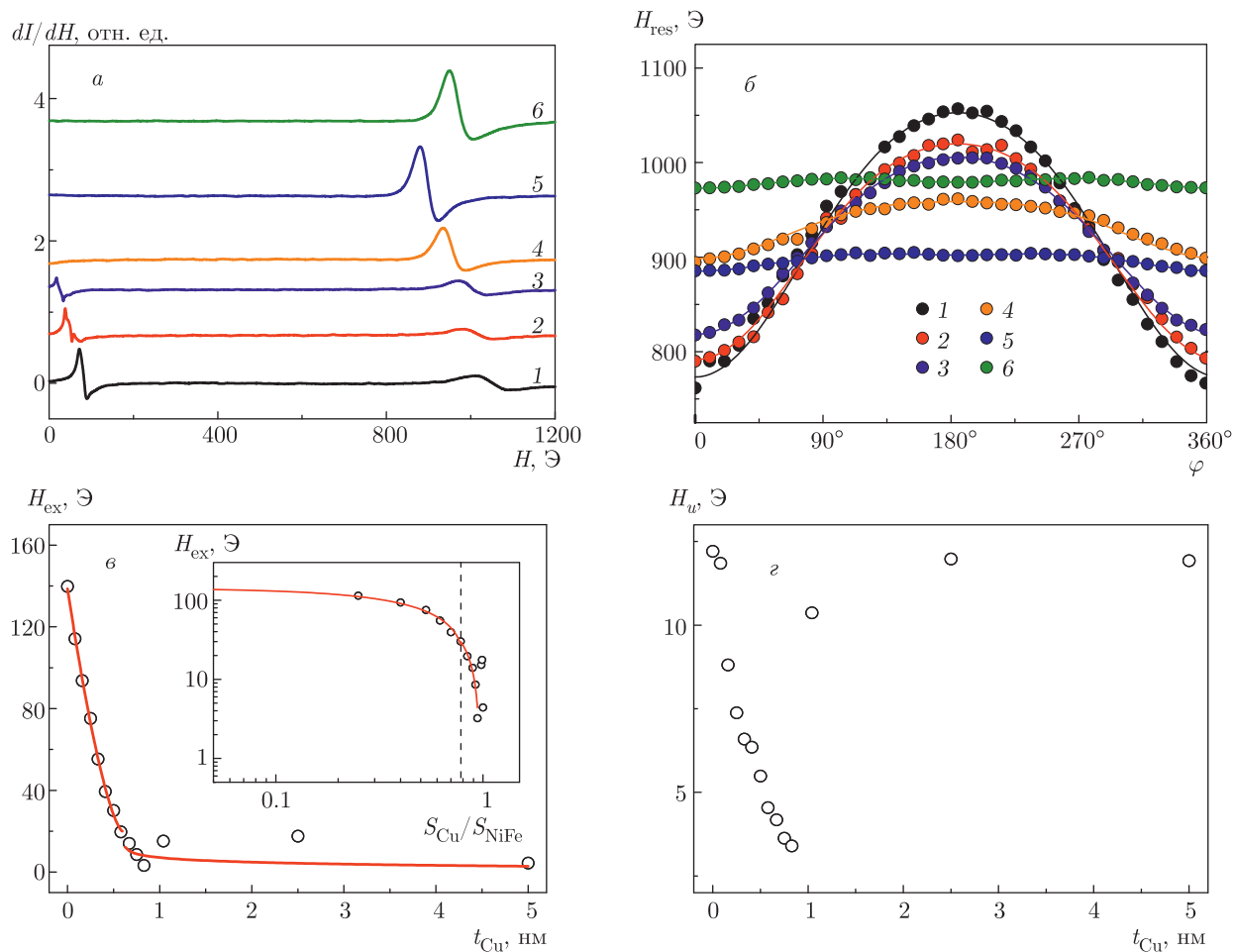


Рис. 8. а) Спектры ФМР образцов NiFe/Cu/IrMn для разных толщин прослойки меди в серии образцов $t_{Cu} = 0$ (1), 0.08 нм (2), 0.16 нм (3), 0.5 нм (4), 0.75 нм (5), 0.83 нм (6) при фиксированных азимутальном $\varphi = 180^\circ$ и полярном $\theta = 0$ углах. б) Зависимости резонансного поля H_{res} от азимутального угла для образцов $t_{Cu} = 0$ (1), 0.08 нм (2), 0.16 нм (3), 0.5 нм (4), 0.75 нм (5), 0.83 нм (6). Линиями показаны аппроксимации выражением (3). в) Зависимость поля однонаправленной анизотропии H_{ex} от эффективной толщины медной прослойки. На врезке представлена зависимость поля однонаправленной анизотропии от расчетной доли поверхности NiFe, покрытой медью, в двойных логарифмических координатах для определения порога перколяции (штриховая линия). Сплошными линиями на врезке показана аппроксимация выражением (1) для левой части зависимости и выражением (2) для правой части зависимости. г) Зависимость поля одноосной анизотропии H_u от эффективной толщины медной прослойки

мкнутому контуру по направлению вихревого электрического поля. Образование скин-слоя изменяет форму линии ФМР системы NiFe/Cu/IrMn, приводя к асимметрии линий (рис. 8а). Отметим, что в случае, когда вихревое электрическое поле было направлено перпендикулярно образцу и, следовательно, протекание тока в перпендикулярном слое направлено ограничено, линии спектров ФМР становились симметричными и приобретали форму Лоренца (рис. 9а). Из этих данных следует, что искажение формы линии ФМР вызвано проводимостью образца.

На рис. 8б представлены зависимости резонансного поля линии 2 от азимутального угла для образцов с разной толщиной прослойки меди. Эти зависимости при малых толщинах t_{Cu} имеют один максимум при 180° , а при превышении порога перколяции 0.5 нм характеризуются двумя максимумами при 90° и 270° (рис. 8б), что соответствует симметрии угловой зависимости резонансного поля ФМР, характерной для сплошной пленки NiFe [31]. Смена симметрии зависимости $H_{res}(\varphi)$ из-за перколяционного перехода показывает, что эффективной толщины меди $t_{Cu} = 0.58$ нм достаточно для того, чтобы

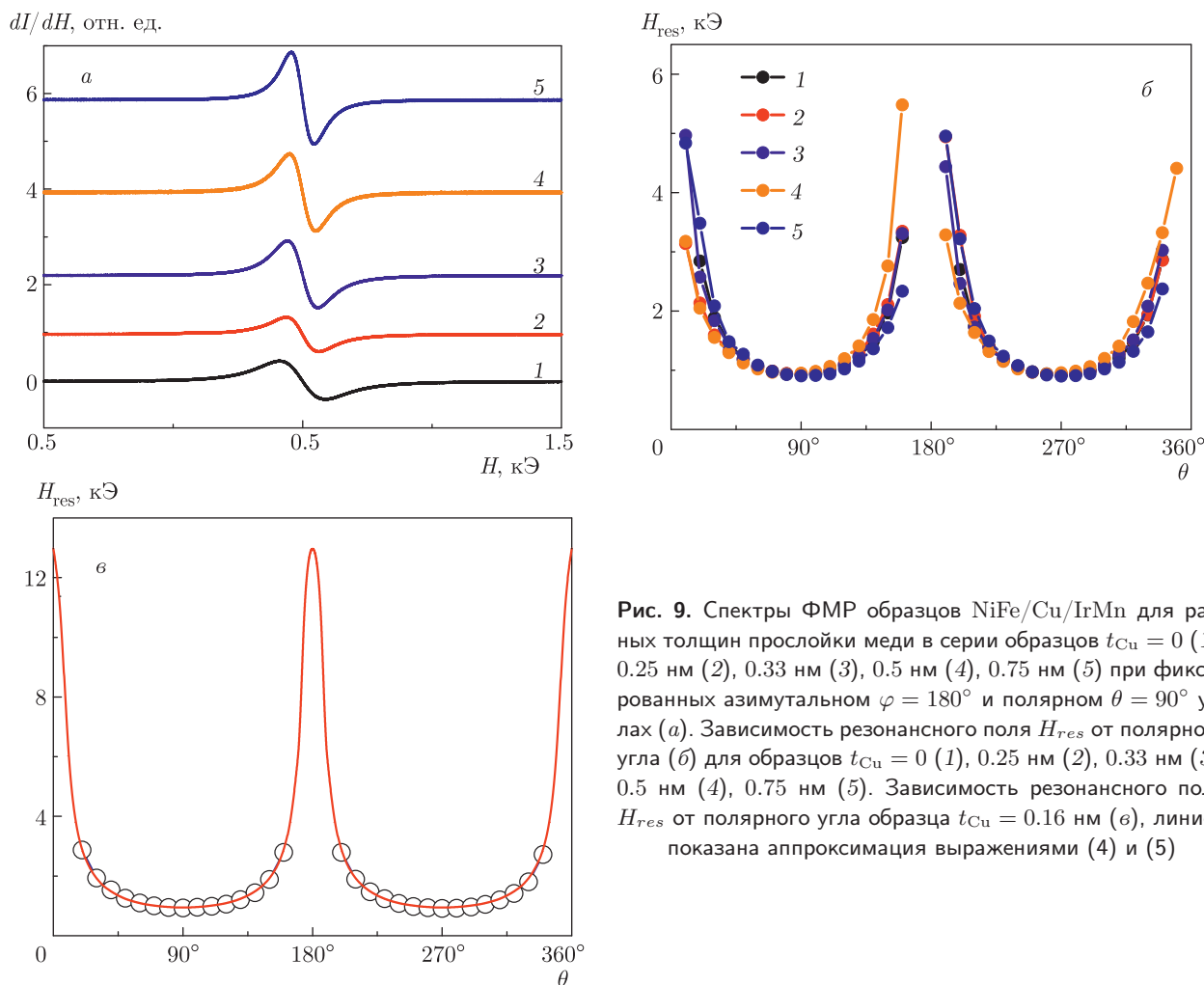


Рис. 9. Спектры ФМР образцов NiFe/Cu/IrMn для разных толщин прослойки меди в серии образцов $t_{Cu} = 0$ (1), 0.25 нм (2), 0.33 нм (3), 0.5 нм (4), 0.75 нм (5) при фиксированных азимутальном $\varphi = 180^\circ$ и полярном $\theta = 90^\circ$ углах (а). Зависимость резонансного поля H_{res} от полярного угла (б) для образцов $t_{Cu} = 0$ (1), 0.25 нм (2), 0.33 нм (3), 0.5 нм (4), 0.75 нм (5). Зависимость резонансного поля H_{res} от полярного угла образца $t_{Cu} = 0.16$ нм (в), линией показана аппроксимация выражениями (4) и (5)

островковой структурой интерфейса NiFe/Cu/IrMn можно было пренебречь. Следовательно, перколяционный переход при допороговой эффективной толщине меди обнаруживается также по различию симметрии угловой зависимости резонансного поля ФМР для островков интерфейса и для условно сплошного эквивалента тонкой пленки, достигаемого путем возникновения бесконечного магнитного фрактала.

Зависимости резонансного поля от азимутального угла были аппроксимированы феноменологическим выражением для трех первых членов разложения в ряд по косинусам [31]:

$$H_{res}(\varphi) = H_{res0} - H_{ex} \cos \varphi - H_u \cos 2\varphi, \quad (3)$$

где φ — угол между направлением приложенного поля и легкой осью ФМ-слоя, H_{res0} — среднее резонансное поле, не зависящее от угла, которое имеет вид

$$H_{res0} = (w/\gamma)^2(1/4\pi M_S),$$

где w — угловая частота, γ — гиромагнитное отношение, M_S — намагниченность насыщения, H_{ex} — поле однонаправленной анизотропии, пропорциональное полю обменного смещения, H_u — поле одноосной анизотропии, пропорциональное коэрцитивной силе. Зависимости резонансного поля от азимутального угла удовлетворительно описываются выражением (3) для разных толщин t_{Cu} (сплошные линии на рис. 8б). Поэтому угловые зависимости были экспериментально получены при разных толщинах прослойки меди, и из них путем аппроксимации формулой (3) для каждой толщины были извлечены параметры H_{ex} и H_u . Зависимости найденных параметров H_{ex} и H_u от эффективной толщины медной прослойки представлены на рис. 8в,г. С ростом толщины меди H_{ex} и H_u сначала уменьшаются, достигая минимума при $t_{Cu} = 0.83$ нм, а при толщине меди $t_{Cu} > 0.83$ нм значения H_{ex} и H_u возрастают, и насыщаются при $t_{Cu} \geq 1.3$ нм, когда происходит полное покрытие поверхности слоем меди. Умень-

шение поля одноосной анизотропии в области толщин медной прослойки $0.08 < t_{Cu} < 1.04$ нм указывает на то, что чем толще становится слой Cu, тем меньше становится доля прямого обменного контакта между NiFe и IrMn. Увеличение и насыщение значений H_u при сплошном покрытии медной прослойки говорит о разрыве обменной связи между NiFe и IrMn, при котором H_u определяется только ферромагнитной пленкой NiFe.

Так как поле однонаправленной анизотропии H_{ex} характеризует обменное взаимодействие между NiFe и IrMn, представления о проникновении волновых функций через слой меди можно использовать для анализа поля анизотропии. Для H_{ex} был найден порог перколяции, который составил $p_c = 0.78 \pm 0.1$ (см. врезку на рис. 8в). Это значение совпадает с перколяционным порогом, определенным для коэрцитивной силы и поля обменного смещения (см. врезки на рис. 5). В окрестности порога перколяции зависимость $H_{ex}(S_{Cu}/S_{NiFe})$ была аппроксимирована выражением (1) и (2) для нахождения универсальных критических показателей s и t (таблица). Для допорогового случая $S_{Cu}/S_{NiFe} < p_c$ универсальный критический показатель s для поля однонаправленной анизотропии H_{ex} составляет $s = 0.83$, что соответствует трехмерной системе [24, 26], а для случая $S_{Cu}/S_{NiFe} > p_c$ универсальный критический показатель t составляет $t = 1.06$, что соответствует двумерной системе [24].

На рис. 9а показано изменение спектра ФМР с толщиной прослойки меди для серии образцов $t_{Cu} = 0$ (1), 0.25 нм (2), 0.33 нм (3), 0.5 нм (4), 0.75 нм (5) при фиксированном азимутальном $\varphi = 180^\circ$ и полярном $\theta = 90^\circ$ углах. На спектрах у всех образцов наблюдалась одна симметричная линия с резонансным полем, близким к 1 кЭ. Зависимости резонансного поля от полярного угла при толщинах $t_{Cu} = 0.08-0.75$ нм показаны на рис. 9б. Увеличение эффективной толщины медной прослойки не изменяет симметрию зависимостей резонансного поля от полярного угла. Поскольку у спектрометра поле развертки не превышало 7 кЭ, точки при $\theta = 0, 180^\circ$ и 360° не были определены.

Для определения эффективной намагниченности и эффективной константы анизотропии зависимости резонансного поля от полярного угла были аппроксимированы системой из двух уравнений [37, 38]:

$$H \cos(\theta - \theta_H) = 4\pi M_{eff} \sin \theta \cos \theta, \quad (4)$$

$$(w/\gamma)^2 = [H \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_{eff} \cos^2 \theta] \times [H \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_{eff} \cos 2\theta], \quad (5)$$

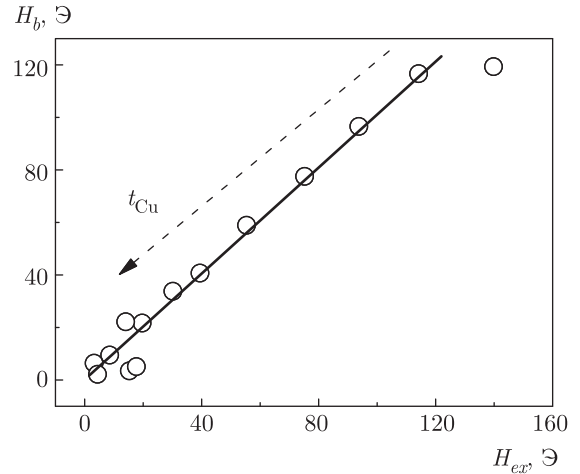


Рис. 10. Зависимость поля обменного смещения H_b , определенная методом СКВИД, от поля однонаправленной анизотропии H_{ex} , определенная методом ФМР при температуре $T = 300$ К

где θ_H и θ — углы, которые составляет поле H и вектор намагниченности, соответственно, с нормалью к пленке, w — угловая частота микроволнового поля, γ — гиромагнитное отношение для электрона, величина $4\pi M_{eff} = 2K/M_S - 4\pi M_S$ определяется полем размагничивания бесконечной пластинки $4\pi M_S$ и полем анизотропии $H_k = 2K/M_S$.

На рис. 9в показан результат аппроксимации зависимости резонансного поля от полярного угла выражениями (4) и (5) для образца $t_{Cu} = 0.16$ нм. Путем подгонки экспериментальных данных были определены эффективные намагниченности и эффективные константы анизотропии. Значения g и M_S были зафиксированы при $g = 2.12$ [37], $M_S = 800$ ед. СГСМ/см³ в соответствии с литературными данными для пермаллоя [37, 38]. Для образца $t_{Cu} = 0.16$ нм аппроксимация дает:

$$4\pi M_{eff} = -9.8 \text{ кЭ}, \quad K = 1.0 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3.$$

Для других эффективных толщин прослойки Cu аппроксимация дает такие же значения $4\pi M_{eff}$ и K с точностью 2%.

На рис. 10 показана зависимость поля обменного смещения H_b , определенного с помощью СКВИД-магнитометра, от поля однонаправленной анизотропии H_{ex} , определенного с помощью ФМР. Направление изменения эффективной толщины медной прослойки показано стрелкой. Во всем диапазоне толщин слоя меди, за исключением точки, соответствующей эталонному образцу без меди, наблюдается приблизительное равенство этих величин $H_b \approx H_{ex}$. Неравенство величин H_b

и H_{ex} соответствовало бы сложной зависимости $H_b(H_{ex})$ и наличию доменной структуры, нелинейным спиновым возбуждениям и магнитным дефектам, вызванным неоднородным покрытием слоя меди интерфейса NiFe/Cu/IrMn или вклада вращающейся магнитной анизотропии [39] в величину магнитной анизотропии образцов. Линейность зависимости $H_b(H_{ex})$ означает, что перечисленных эффектов нет, а H_{ex} однозначно связано с величиной обменного взаимодействия во всем диапазоне эффективных толщин меди $0.08 < t_{Cu} < 5$ нм при комнатной температуре.

Таким образом, неизменность электрического сопротивления в области толщин $t_{Cu} = 0.08$ – 1.3 нм говорит о том, что электрическая проводимость зависит от двумерной системы островков меди в плоскости структуры NiFe/Cu/IrMn, так как изменяется только при сплошном покрытии меди. Однако «магнитная» перколяция, напротив, зависит от трехмерной системы островков меди. «Магнитная» перколяция происходит за счет образования «магнитных перемычек» между слоями NiFe и IrMn в поперечном направлении по мере увеличения слоя меди. В идеальной системе с ровным интерфейсом можно бы было ожидать показателей степени в выражении для перколяционного перехода, соответствующих двумерной системе, поскольку «магнитная» перколяция реализуется в направлении, перпендикулярном пленке за счет обменного сцепления ферро- и антиферромагнитных слоев. Однако из экспериментов следует, что для обменного смещения и для коэрцитивной силы в основном наблюдаются показатели степени, отвечающие трехмерному фракталу (см. таблицу). Это может быть связано с тем, что поверхности ферро- и антиферромагнетика и в отсутствие меди не являются равными. Поэтому «магнитное протекание» может реализовываться отчасти также в продольном направлении между ферромагнитными островками, возникшими при неоднородном напылении NiFe. Заполнение промежутков между островками медью способно влиять на продольное протекание, приводя к трехмерному характеру магнитного фрактала. Можно представить два пути влияния островкового характера пленки NiFe и заполнения промежутков между островками медью на магнитную фрактальную размерность. Островки NiFe могут в принципе взаимодействовать путем косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости, а магнитное дипольное взаимодействие между островками NiFe может также приводить к коллективному перемагничиванию, подобно системе суперпа-

рамагнитных частиц. Поскольку электрическое сопротивление исследуемой структуры не изменяется при возникновении «магнитной» перколяции, магнитное дипольное взаимодействие между неровностями пленки NiFe является разумным объяснением трехмерного характера магнитного фрактала.

4. ВЫВОДЫ

1. Постепенное заполнение интерфейса NiFe/Cu/IrMn атомами меди приводит к резкому уменьшению поля обменного смещения H_b , коэрцитивной силы H_c и поля однонаправленной анизотропии H_{ex} при эффективной толщине медной прослойки $t_{Cu} \approx 0.5$ нм или при отношении расчетной доли поверхности NiFe, покрытой медью, $S_{Cu}/S_{NiFe} \approx 0.78 \pm 0.1$. Моделирование, учитывающее коэффициенты адгезии меди, показывает, что эта толщина $t_{Cu} \approx 0.5$ нм соответствует образованию бесконечного фрактала при слиянии островков меди. Пороговое значение $t_{Cu} \approx 0.5$ нм значительно меньше толщины 1.3 нм, при котором происходит полное покрытие интерфейса медью. Для H_b и H_{ex} ниже порога перколяции наблюдается зависимость от количества напыленной меди, характерная для трехмерных структур, а выше порога перколяции — зависимость, типичная для двумерных структур. Для H_c наблюдается зависимость, характерная для трехмерных структур ниже и выше порога перколяции.

2. Образование бесконечного фрактала не влияет на электрическое сопротивление образцов, т. е. в области исследованных эффективных толщин $0.08 < t_{Cu} < 1.3$ нм электрическое сопротивление одинаково и составляет $R \approx 6.9 \pm 0.1$ Ом. Расчетная эффективная толщина слоя меди, необходимая для полного покрытия интерфейса NiFe/Cu/IrMn, $t_{Cu} = 1.3$ нм, совпадает с экспериментально определенной толщиной слоя меди 1.3 нм, при которой возникает резкое изменение электрического сопротивления гетероструктур. При увеличении эффективной толщины меди выше 1.3 нм электрическое сопротивление падает в соответствии с нарастающим объемом напыленной меди.

3. Переход в точке перколяции $t_{Cu} \approx 0.5$ нм изменяет симметрию зависимости резонансного поля ФМР от азимутального угла, и при эффективных толщинах медной прослойки $t_{Cu} > 0.5$ нм симметрия зависимости резонансного поля от азимутального угла соответствует симметрии сплошной пленки NiFe. Зависимости резонансного

поля от полярного угла не чувствительны к добавлению меди и степени заполнения интерфейса NiFe/Cu/IrMn медной прослойкой во всем диапазоне эффективной толщины $t_{\text{Cu}} = 0.08\text{--}5$ нм.

Благодарности. Авторы выражают благодарность профессору Чеолги Ким (Институт науки и технологий Дэгу Кёнгбук, Южная Корея) за образцы, предоставленные для исследований.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке гранта НШ-2644.2020.2 Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ и в рамках программы ИПХФ РАН АААА-А19-119092390079-8.

Разработка программного обеспечения для моделирования напыления нанослоев методом Монте-Карло поддержана Национальным Исследовательским Фондом Республики Корея (NRF), грант правительства Республики Корея (MSIT) (№ NRF-2018R1A5A1025511).

ЛИТЕРАТУРА

- V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- J. Y. Son, C. H. Kim, J. H. Cho, Y. H. Shin, and H. M. Jang, *ACS Nano* **4**, 3288 (2010).
- J. McCord, R. Mattheis, and D. Elefant, *Phys. Rev. B* **70**, 094420 (2004).
- R. Stamps, *J. Phys. D* **33**, R247 (2000).
- P. K. Manna and S. M. Yusuf, *Phys. Rep.* **535**, 61 (2014).
- Y. Hu, X. Li, X. Chi, A. Du, and F. Shi, *J. Phys. D* **51**, 055001 (2018).
- T. R. Gao, Z. Shi, S. M. Zhou, R. Chantrell, P. Aselin, X. J. Bai, J. Du, and Z. Z. Zhang, *J. Appl. Phys.* **105**, 053913 (2009).
- H. S. Jung, O. Traistaru, and H. Fujiwara, *J. Appl. Phys.* **95**, 6849 (2004).
- H. Sang, Y. W. Du, and C. L. Chien, *J. Appl. Phys.* **85**, 4931 (1999).
- J. Camarero, J. Sort, A. Hoffmann, J. M. Garcia-Martin, B. Dieny, R. Miranda, and J. Nogues, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 057204 (2005).
- S. H. Chung, A. Hoffmann, and M. Grimsditch, *Phys. Rev. B* **71**, 214430 (2005).
- J. P. King, J. N. Chapman, M. F. Gillies, and J. C. S. Kools, *J. Phys. D* **34**, 528 (2001).
- T. Q. Hung, S. Oh, B. Sinha, J. R. Jeong, D. Y. Kim, and C. Kim, *J. Appl. Phys.* **107**, 09E715 (2010).
- L. Thomas, A. J. Kellock, and S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **87**, 5061 (2000).
- S. Nicolodi, L. C. C. M. Nagamine, A. D. C. Viegas, J. E. Schmidt, L. G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, and J. Geshev, *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, e97 (2007).
- J. Sort, F. Garcia, B. Rodmacq, S. Auffret, and B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.* **272**, 355 (2004).
- Л. Н. Маскаева, Е. А. Федорова, В. Ф. Марков, *Технология тонких пленок и покрытий*, Изд. Уральского университета, Екатеринбург (2019).
- C. W. Nan, Y. Shen, and J. Ma, *Ann. Rev. Mater. Res.* **40**, 131 (2010).
- K. Li, Z. Guo, G. Han, J. Qiu, and Y. Wu, *J. Appl. Phys.* **93**, 6614 (2003).
- N. J. Gokemeijer, T. Ambrose, and C. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4270 (1997).
- M. Gruyters, M. Gierlings, and D. Riegel, *Phys. Rev. B* **64**, 132401 (2001).
- I. J. Youngs, *J. Phys. D* **35**, 3127 (2002).
- Q. Li, T. Li, and J. Wu, *J. Colloid Interface Sci.* **239**, 522 (2001).
- N. I. Lebovka, S. Tarafdar, and N. V. Vygoritskii, *Phys. Rev. E* **73**, 031402 (2006).
- D. S. McLachlan, C. Chiteme, W. D. Heiss, and J. Wu, *Physica B* **338**, 261 (2003).
- W. Z. Cai, S. T. Tu, and J. M. Gong, *J. Comp. Mater.* **40**, 2131 (2006).
- D. S. McLachlan, K. Cai, and G. Sauti, *Int. J. Refract. Met. Hard Mater.* **19**, 437 (2001).
- M. Sahimi, *Phys. Rep.* **306**, 213 (1998).
- J. Geshev, S. Nicolodi, L. G. Pereira, L. C. C. M. Nagamine, and J. E. Schmidt, *Phys. Rev. B* **75**, 214402 (2007).
- Y. G. Yoo, M. C. Paek, S. G. Min, and S. C. Yu, *J. Magn. Magn. Mater.* **290**, 198 (2005).
- Y. G. Yoo, S. G. Min, and S. C. Yu, *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, e718 (2006).

32. A. Elzawy, A. Talantsev, and C. Kim, *J. Magn. Mat.* **458**, 292 (2018).
33. Р. Б. Моргунов, М. В. Бахметьев, А. Д. Таланцев, ФТТ **62**, 1774 (2020).
34. T. R. McGuire and R. I. Potter, *IEEE Transactions on Magnetics* **11**, 1018 (1975).
35. P. P. Shinde, P. Tagade, S. P. Adiga, A. Konar, S. Pandian, and K. S. Mayya, *Phys. Rev. B* **102**, 165102 (2020).
36. Р. Б. Моргунов, А. И. Дмитриев, Y. Tanimoto, J. S. Kulkarni, J. D. Holmes, O. L. Kazakova, ФТТ **50**, 1058 (2008).
37. W. Alayo, F. Pelegriani, and E. Baggio-Saitovitch, *J. Magn. Magn. Mater.* **377**, 104 (2015).
38. J. Lindner and K. Baberschke, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R193 (2003).
39. В. Г. Мягков, Л. Е. Быкова, В. Ю. Яковчук, А. А. Мацьнин, Д. А. Великанов, Г. С. Патрин, Г. Ю. Юркин, Г. Н. Бондаренко, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 610 (2017).