

СПИН-ВОЛНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ NiFe/Cu/IrMn С ВАРЬИРУЕМОЙ ТОЛЩИНОЙ РАЗДЕЛИТЕЛЬНОГО СЛОЯ Cu

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

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

^b Саратовский национальный исследовательский университет
410012, Саратов, Россия

^c Тамбовский государственный технический университет
392000, Тамбов, Россия

Поступила в редакцию 26 августа 2021 г.,
после переработки 26 августа 2021 г.
Принята к публикации 4 октября 2021 г.

В гетероструктурах NiFe/Cu/IrMn с варьируемой толщиной прослойки меди t_{Cu} исследованы спиновые волны методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (BLS). Обнаружено перераспределение вкладов зерен различного размера, которое приводит к сдвигу кривых дисперсионных соотношений по частоте по мере изменения толщины прослойки Cu. Резонансные частоты стоксовой и антистоксовой линий при инверсии внешнего магнитного поля сдвигаются, и этот сдвиг, характеризующий величину обменного смещения, монотонно уменьшается с ростом t_{Cu} и полностью исчезает при образовании сплошного слоя меди $t_{Cu} > 1$ нм. С ростом толщины слоя меди гетероструктура становится более однородной, что приводит к ослаблению флуктуаций плотности энергии обменного взаимодействия между NiFe и IrMn и уменьшает ширину линий в спектрах BLS.

DOI: 10.31857/S0044451022020109

1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные гетероструктуры ферромагнетик (ФМ)–антиферромагнетик (АФМ) являются основой инженерии датчиков Холла [1], устройств магнитной памяти [2] и других приборов, в которых используется эффект обменного смещения. Сдвиг центра петли магнитного гистерезиса вдоль оси поля называется обменным смещением H_B и объясняется обменным взаимодействием между слоями ФМ и АФМ. Одним из информативных экспериментальных методов исследования обменного смещения является метод мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (BLS), который чувствителен к поверхностным спиновым волнам, в том числе на интерфейсе ФМ/АФМ.

Исследования гетероструктур NiFe/АФМ методом BLS проводились во многих работах (например, [3–5]). В работе [3] при увеличении толщины слоя NiFe в гетероструктурах NiFe/NiO линии Стокса и анти-Стокса сдвигались по частоте. При этом с ростом толщины слоя NiFe уменьшались ширины этих линий, которые были на порядок больше ширины линии, наблюдаемой в одиночных слоях NiFe, приготовленных в тех же условиях. Это говорит о том, что параметры спектров BLS чувствительны к неоднородности интерфейса NiFe/АФМ. Авторы [3] объясняли уширение линий с помощью представлений о локальных флуктуациях обменной связи, вызванных неоднородностью интерфейса NiFe/NiO. При увеличении эффективной толщины ферромагнитного слоя роль этих флуктуаций маскируется доминирующим вкладом спиновых волн в совершенной части NiFe. Аналогичная убывающая зависимость ширины линии в спектре BLS от толщины ферромагнитного слоя NiFe наблюдалась в работе [4] в гетероструктурах NiFe/Co. Как будет показано далее,

* E-mail: morgunov2005@yandex.ru

в нашей работе качество интерфейса NiFe/Cu/GrMn зависит не от толщины ФМ- или АФМ-слоев, а от толщины спейсера. Это меняет подход к интерпретации обнаруженных в [3, 4] явлений и ставит в качестве одной из целей нашей работы анализ влияния диамагнитной прослойки (спейсера) на спектры BLS. Под эффективной толщиной спейсера здесь и далее мы понимаем толщину однородного слоя, который бы образовался из данного количества атомов, если бы они распределялись равномерно, т. е. величина t_{Cu} при ее малых значениях (когда нет полного покрытия) характеризует количество атомов меди, сгруппированных в островки между ФМ- и АФМ-слоями, а не реальную толщину идеализированного сплошного спейсера.

В работе [5] в гетероструктурах NiFe/GrMn метод BLS используется для исследования угловой зависимости резонансной частоты $\omega(\phi_H)$ спиновой волны при разных толщинах антиферромагнитного слоя GrMn. При увеличении внешнего магнитного поля, в котором записывались спектры BLS, угловая зависимость $\omega(\phi_H)$ смещалась в сторону больших частот. Авторы объясняли этот сдвиг тем, что оба слоя (ФМ и АФМ) были поликристаллическими и характеризовались распределениями по размерам зерен NiFe и GrMn. От размера зерен зависела как величина однонаправленной анизотропии зерен H_B , так и величина вращающейся анизотропии H_{RA} . С ростом магнитного поля баланс зеемановской энергии и упомянутых энергий анизотропии менялся так, что с помощью спектроскопии BLS начинали выявляться вклады все более крупных зерен, так что частота линии BLS соответственно возрастала. Таким образом, к настоящему времени известно, что одним из определяющих факторов спиновой динамики в гетероструктурах ФМ/АФМ, управляющих шириной линии ферромагнитного резонанса и BLS, является распределение зерен ферромагнетика и антиферромагнетика по размерам. При этом о влиянии толщины и свойств разделительного диамагнитного слоя НМ на спин-волновые процессы в структурах ФМ/НМ/АФМ известно сравнительно мало.

Дисперсионные соотношения (зависимости частоты максимума BLS от проекции волнового вектора света на плоскость образца) для тепловых спиновых волн исследовались в гетероструктурах NiFe/Cu/NiFe и Fe/Cr/Fe [6]. Была разработана теория, учитывающая различные типы взаимодействий между ферромагнитными слоями: магнитное дипольное взаимодействие, линейное, билинейное и биквадратичное обменные взаимодействия [6]. Кроме того, были учтены поверхностная, одноосная маг-

нитная анизотропия, возникающая на интерфейсе, а также объемная кубическая анизотропия в ферромагнетике. Было установлено, что параметр билинейного обмена сильно зависит от толщины спейсера, а параметр биквадратного обмена от толщины спейсера не зависит. В случае структур ФМ/НМ/АФМ к управляющим параметрам добавляется также величина однонаправленной анизотропии зерен H_B , величина вращающейся анизотропии H_{RA} . Эти параметры структурно чувствительные, т. е. они зависят от совершенства ферромагнитных слоев и качества интерфейса. При этом в поликристаллических образцах величина H_B и H_{RA} зависит от размера зерен и доли контакта между ними, от их взаимной ориентации, текстуры поликристаллического слоя [3–5, 7–9].

Цели данной работы заключались в установлении роли обменного смещения в формировании спектров BLS, а также в обнаружении изменений однонаправленной анизотропии с ростом эффективной толщины спейсерного слоя Cu, структура которого изменяется от отдельных островков до фрактальных структур и полного покрытия медью интерфейса NiFe/Cu/GrMn на конечных стадиях напыления.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА

В опытах использовались многослойные гетероструктуры Ta(5 нм)/NiFe(10 нм)/Cu(t_{Cu})/GrMn(10 нм)/Ta(5 нм). Эффективная толщина медного слоя t_{Cu} варьируется в диапазоне 0.08–5 нм. Образец без меди $t_{Cu} = 0$ является эталонным образцом. Коммерчески изготовленные гетероструктуры были напылены на подложках Si/SiO₂ методом магнетронного напыления на постоянном токе по методике, сходной с описанной в работах [10, 11].

Измерения спектров рассеяния света методом BLS выполнялись при комнатной температуре в геометрии Дэмона–Эшбаха с обратным рассеянием (рис. 1). Внешнее магнитное поле H направлено в плоскости образца размерами 5×5 мм² перпендикулярно плоскости падения света (рис. 1). В плоскости образца магнитное поле лежало в направлении, в котором поле обменного смещения, выявленное в независимых измерениях в СКВИД-магнетометре, было максимальным (т. е. в направлении поля обменного смещения). Запись спектров Мандельштама–Бриллюэна проводилась в двух ориентациях внешнего магнитного поля $H = 3$ кЭ и $H = -3$ кЭ относи-

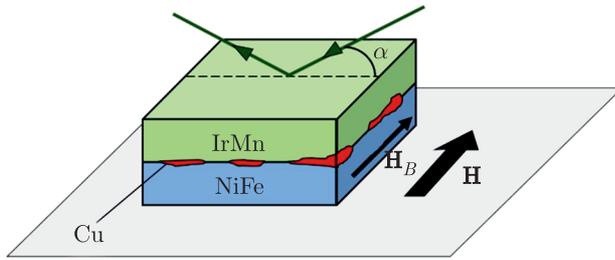


Рис. 1. Схема эксперимента при записи спектров рассеяния Мандельштама–Бриллюэна

тельно направления поля обменного смещения H_B в образце. Угол падения луча α составлял 15° относительно нормали к плоскости образца.

Если требовалось менять величину проекции волнового вектора на плоскость образца, то измерения дисперсионных соотношений $\omega(k)$ проводились при углах падения лазерного луча $\alpha = 10^\circ\text{--}45^\circ$ с шагом 5° (k — проекция волнового вектора света на плоскость образца вдоль оси x). Внешнее магнитное поле в этой серии экспериментов было направлено против направления поля обменного смещения H_B . Варьируемый угол падения света позволял получать величины проекции волнового вектора падающего света на поверхность образца $k = 40976\text{ см}^{-1}$, 61074 см^{-1} , 80708 см^{-1} , 99728 см^{-1} , 117990 см^{-1} , 135355 см^{-1} , 151691 см^{-1} и 166874 см^{-1} . В качестве источника света использовался лазерный луч с длиной волны 532 нм, генерируемый одночастотным лазером Excelsior (Spectra Physics) EXLSR-532-200-CDRH. Диаметр сфокусированного на поверхности образца лазерного пятна составлял 25 мкм. Мощность лазерного излучения составляла 20 мВт, что исключало нагрев образца и сколь-нибудь существенное изменение его температуры в процессе измерений. Глубина проникновения лазерного луча составляет 30–40 нм [12], что больше суммарной толщины всех слоев исследуемых гетероструктур.

Поле обменного смещения H_B определялось из петель магнитного гистерезиса, записанных при комнатной температуре с помощью СКВИД-магнитометра Quantum Design XL.

Изображения поперечного сечения образцов без меди и с медью толщиной $t_{\text{Cu}} = 0.83\text{ нм}$ (рис 3а,б) получались с помощью просвечивающего электронного микроскопа высокого разрешения JEOL (HR TEM) при ускоряющем напряжении 200 кВ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимости частоты линии BLS от волнового вектора k спиновых волн (дисперсионные зависимости) для образцов с толщинами меди $t_{\text{Cu}} = 0$ (1), 0.5 нм (2), 1 нм (3), 2.5 нм (4) и 5 нм (5) представлены на рис. 2а. Дисперсионные зависимости являются симметричными по отношению к волновому числу k для всей серии образцов с медью. Видно, что с ростом толщины спейсера Cu наблюдается сдвиг дисперсионных кривых по частоте. Согласно геометрии эксперимента угол между приложенным магнитным полем и намагниченностью образца равен $\phi_H = 0$, а угол между намагниченностью ФМ-слоя и направлением одноосной анизотропии этого слоя равен $\phi_{FM} = 0$ (рис. 1). Угол между главной осью намагниченности слоя АФМ и направлением намагниченности ФМ, $\phi_{FM} = 0$. Тогда уравнение для частоты спиновой волны запишется в виде [5]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H + H_U + H_{RA} + 2\pi M_S k t_{FM} + Dk^2 + \frac{H_W}{H_W/H_B + 1} \right] \left[H + 4\pi M_{eff} + H_U + H_{RA} - 2\pi M_S k t_{FM} + Dk^2 + \frac{H_W}{H_W/H_B + 1} \right], \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение (для NiFe $\gamma = 17.6\text{ ГГц/кЭ}$ [5]), H — приложенное магнитное поле, H_U — поле одноосной анизотропии, H_{RA} — поле вращающейся анизотропии, $M_S \approx 780\text{ ед. СГСМ/см}^3$ — намагниченность насыщения для NiFe [5], k — волновое число, t_{NiFe} — толщина пленки NiFe (10 нм), D — обменная жесткость $D \approx 2 \cdot 10^{-9}\text{ Э}\cdot\text{см}^2$ [6], H_W — поле доменной стенки, H_B — поле обменного смещения, M_{eff} — эффективная намагниченность, определяемая из формулы $4\pi M_{eff} = 4M_S - H_S$, где H_S — поле поверхностной анизотропии.

С помощью выражения (1) мы аппроксимировали дисперсионные соотношения $\omega_k(k)$ и определили параметры H_U , H_{RA} , H_B . На рис. 2б–г представлены зависимости поля обменного смещения H_B (б), поля вращающейся анизотропии H_{RA} (в), поля одноосной анизотропии H_U (г) от толщины медной прослойки. При этом значения намагниченности насыщения, обменной жесткости и эффективной намагниченности варьировались от образца к образцу в диапазонах $4\pi M_{eff} \approx 7.4\text{--}9.8\text{ кЭ}$, $D \approx 1 \cdot 10^{-9}\text{--}8 \cdot 10^{-9}\text{ Э}\cdot\text{см}^2$,

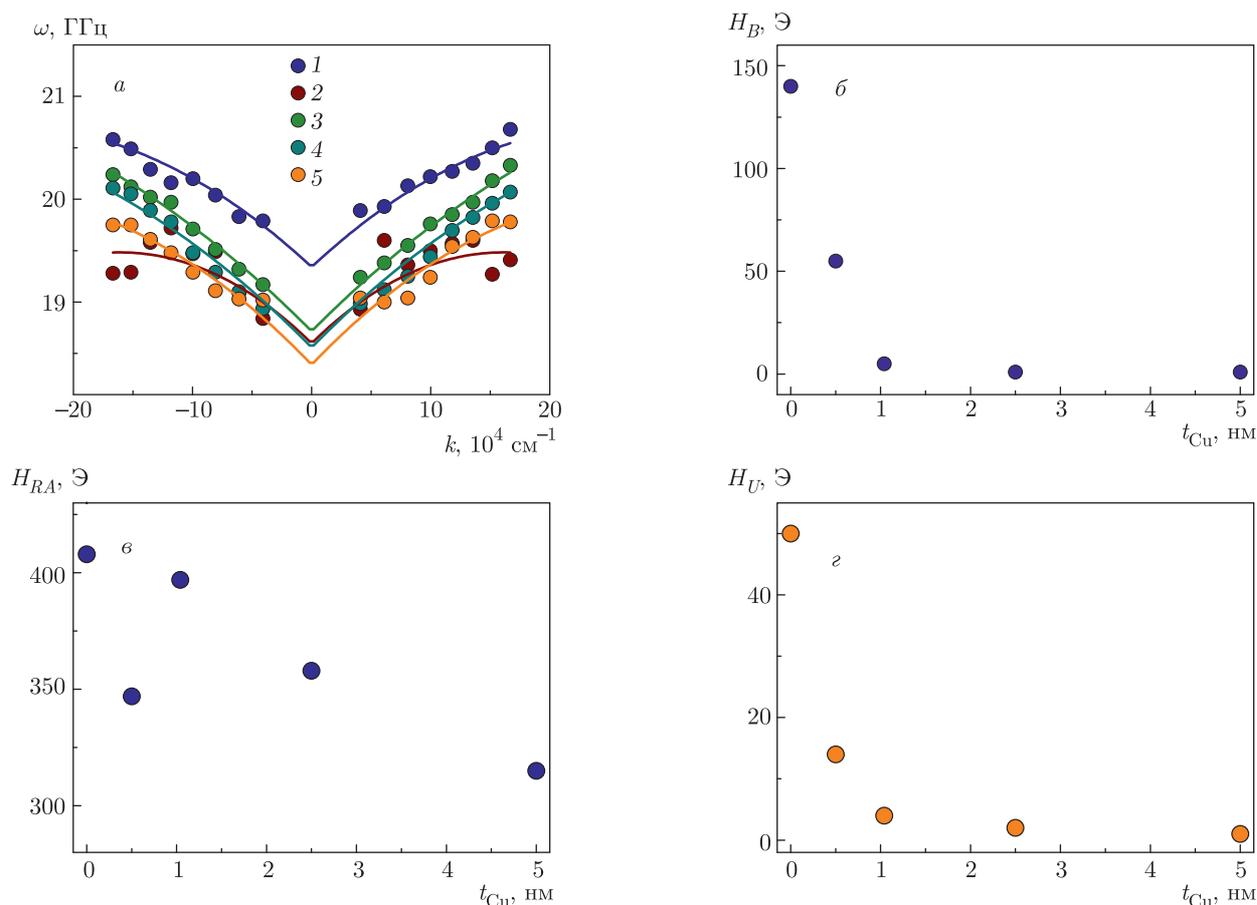


Рис. 2. Зависимость частоты пиков BLS от волнового числа k (а) для толщин меди $t_{Cu} = 0$ (1), 0.5 нм (2), 1 нм (3), 2.5 нм (4) и 5 нм (5). Зависимости поля обменного смещения H_B (б), поля вращающейся анизотропии H_{RA} (в), поля одноосной анизотропии H_U (г) от толщины медной прослойки

$M_S = 780\text{--}950$ ед. CGSM/cm³, что согласуется с литературными данными о возможных вариациях этих параметров [5, 6]. Поле доменной стенки принималось равным $H_W = 1$ кЭ, как это было определено для доменной стенки в аналогичной гетероструктуре NiFe/IrMn [13].

Поле вращающейся анизотропии можно представить как анизотропию, наведенную обменным смещением. Действие этого поля заключается в том, что интерфейсный слой, в дополнение к прочим видам анизотропии, обладает разными по величине барьерами переключения намагниченности в зависимости от направления внешнего поля. Эта неэквивалентность высоты барьера зависит от намагниченности самого интерфейсного слоя и, таким образом, регулируется внешним полем, следуя за его направлением. В литературе [5, 7–9] описаны вариации поля вращающейся анизотропии в зависимости от геометрии локального контакта зерен на границе

раздела NiFe/IrMn, т. е. от их размера и ориентации кристаллографических плоскостей IrMn и NiFe.

Согласно [5, 7–9], при этом имеется распределение зерен IrMn и NiFe по размеру. Крупные зерна с высокими анизотропией и барьером перемагничивания влияют на поле вращающейся анизотропии H_{RA} , а мелкие зерна не влияют на величину H_{RA} , так как они легко перемагничиваются во внешнем поле. И мелкие, и крупные зерна одинаково влияют на величину H_B . Таким образом, мы можем судить о влиянии крупных или мелких зерен IrMn и NiFe по значению определенных параметров H_{RA} и H_B из выражения (1).

Для анализа поликристаллической структуры слоев IrMn и NiFe были получены изображения ТЕМ поперечного сечения образцов без меди и с медью толщиной $t_{Cu} = 0.83$ нм (рис. 3а, б).

Видно, что слои IrMn и NiFe являются поликристаллическими и состоят из зерен, которые имеют

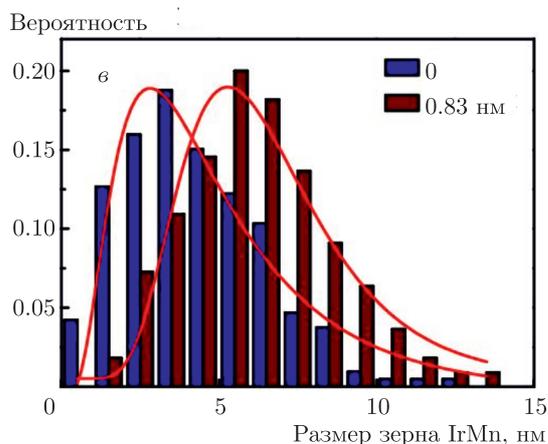
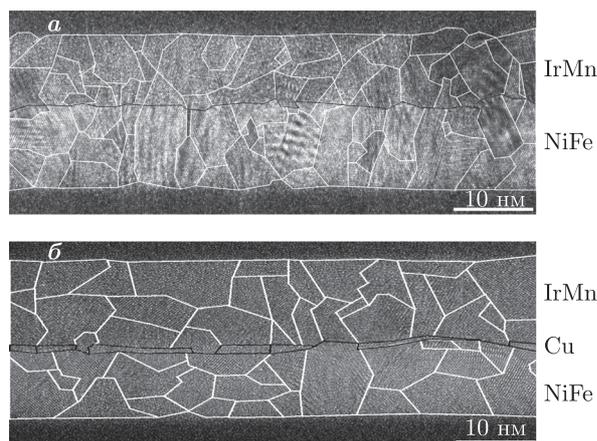


Рис. 3. ТЕМ-изображение образца без меди (а). ТЕМ-изображение образца с толщиной $t_{Cu} = 0.83$ нм (б). Распределения размеров зерен в слоях IrMn и NiFe (в). Сплошные линии — аппроксимация логнормальной функцией с параметрами, указанными в тексте

распределения по размеру. Эти распределения задают распределение площади контакта каждого зерна с другим слоем. Напыление атомов Cu не влияет на зерна NiFe, поскольку к моменту напыления слоя меди слой NiFe уже был сформирован напылением на слой Ta. Однако из-за того, что адгезия меди не равна адгезии NiFe, напыление меди способно изменить распределение зерен IrMn, поскольку этот слой напыляется на медную прослойку. Распределение зерен IrMn по линейным размерам, определяемым вдоль одного и того же направления, было оценено с помощью статистического анализа образцов без меди и с толщиной $t_{Cu} = 0.83$ нм. Гистограммы, построенные на основе 100–200 измерений, представлены на рис. 3в. Эти распределения хорошо описываются логнормальной функцией со средним

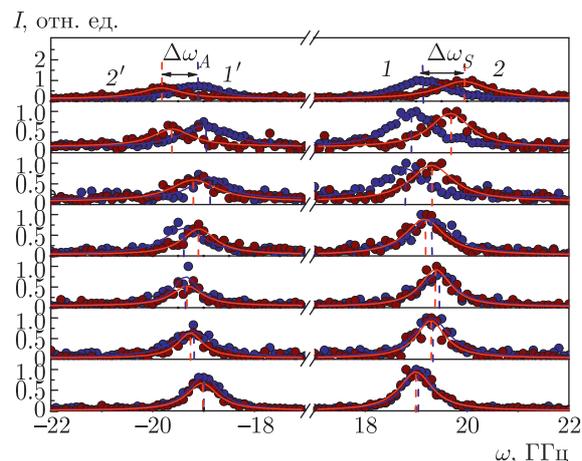


Рис. 4. Спектры Бриллюэна для образцов $t_{Cu} = 0$ (а), 0.08 нм (б), 0.25 нм (в), 0.5 нм (г), 1 нм (д), 2.5 нм (е) и 5 нм (ж) при угле падения лазерного луча $\alpha = 15^\circ$ ($k = 6.1 \cdot 10^4$ см $^{-1}$). Пики Стокса (1) и анти-Стокса (1') соответствуют $H = 3$ кЭ, пики Стокса (2) и анти-Стокса (2') — $H = -3$ кЭ. Пунктир — смещение резонансных частот $\Delta\omega_S$ и $\Delta\omega_A$ при инверсии внешнего магнитного поля H

размером зерна для образца без меди $d = 4.3$ нм и средним размером зерна $d = 6.2$ нм в образце с медью. Следовательно, медь способствует увеличению среднего размера зерна у слоя IrMn в 1.5 раза.

Поле вращающейся анизотропии H_{RA} уменьшается с увеличением толщины Cu в диапазоне от 0 до 5 нм (рис. 2е). Значение H_{RA} не обращается в нуль при толщине $t_{Cu} > 1$ нм, когда исчезает прямое обменное взаимодействие, оставаясь равной $H_{RA} \approx 320$ Э при толщине меди $t_{Cu} = 1-5$ нм. Таким образом, вклад крупных зерен в H_{RA} остается ненулевым во всем диапазоне толщин Cu, в отличие от их вклада в поле H_B , которое становится равным нулю при полном покрытии медью интерфейса NiFe/Cu/IrMn. Это можно объяснить тем, что поверхностный слой антиферромагнетика на границе с медью также обладает вращающейся анизотропией.

Поле одноосной анизотропии H_U в диапазоне толщины слоя t_{Cu} от 0 до 5 нм монотонно убывает с увеличением толщины слоя меди (рис. 2з). Поскольку природа этой анизотропии связана с обменным взаимодействием между слоями NiFe и IrMn, уменьшение H_U вызвано уменьшением обменного взаимодействия этих слоев через медную прослойку.

На рис. 4 приведены спектры BLS для серии образцов NiFe/Cu/IrMn с толщинами слоя меди $t_{Cu} = 0$ (а), 0.08 нм (б), 0.25 нм (в), 0.5 нм (г), 1 нм (д), 2.5 нм (е) и 5 нм (ж) во внешнем магнитном поле

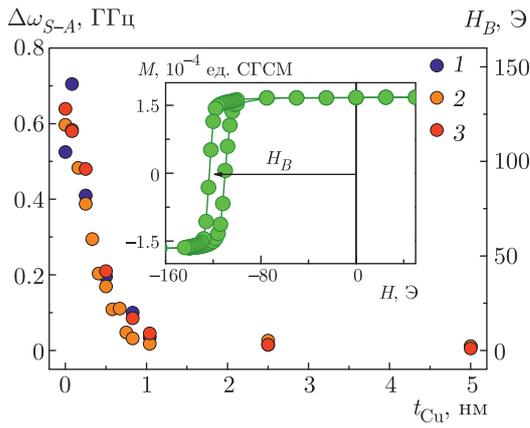


Рис. 5. Зависимость среднего смещения резонансных частот рассеяния $\Delta\omega_{S-A}$ (1), поля обменного смещения, полученного из измерений СКВИД-магнитометра (2), и поля обменного смещения, пересчитанного из смещений резонансных частот (3) с помощью выражения (1), от толщины t_{Cu} . На вставке представлена смещенная петля гистерезиса относительно нуля для образца без прослойки Cu

$H = 3$ кЭ и $H = -3$ кЭ. При $H = 3$ кЭ наблюдаются пики Стокса (1) и анти-Стокса (1'), которые меняют свои частоты при $H = -3$ кЭ. Инверсия магнитного поля приводит к смещению пиков Стокса (1) и (2) на величину $\Delta\omega_S$, а для пиков анти-Стокса (1') и (2') смещение происходит на величину $\Delta\omega_A$. Эти смещения максимальны для образца без меди и монотонно уменьшаются с увеличением толщины слоя Cu . Для определения резонансной частоты и ширины линий Стокса и анти-Стокса спектры BLS всей серии образцов аппроксимировались функцией Лоренца (сплошные линии на рис. 4).

Это позволяло кроме центров линий и их смещений $\Delta\omega_S$ и $\Delta\omega_A$ определять также ширину линии $\Delta\omega$. Для построения зависимости ширины линии от толщины спейсера ширины линий Стокса и анти-Стокса, извлеченные из аппроксимации, были усреднены в общем массиве, что позволяло уменьшить разброс. Такой же подход применялся при определении смещения линий при инверсии поля, так что в результате полученные значения сдвигов $\Delta\omega_S$ и $\Delta\omega_A$ усреднялись и давали величину $\Delta\omega_{S-A}$.

На рис. 5 (зависимость 1) представлена монотонно убывающая зависимость среднего смещения линий $\Delta\omega_{S-A}$ от толщины Cu . В независимых измерениях с помощью СКВИД-магнитометра было установлено, что образцы демонстрируют смещенный вдоль оси поля гистерезис, т. е. обладают полем обменного смещения H_B (вставка на рис. 5), которое уменьшается с увеличением толщины Cu и

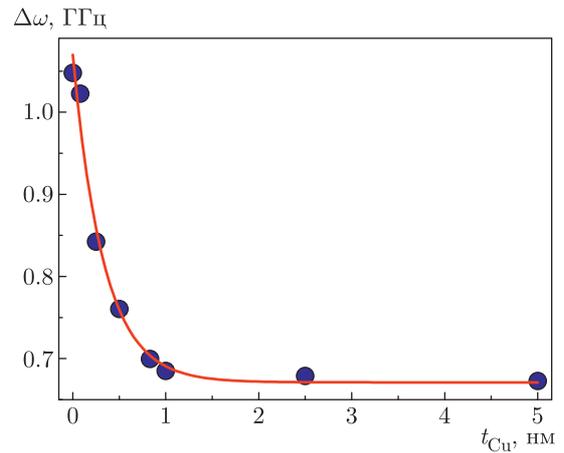


Рис. 6. Зависимость средней ширины линии пиков BLS $\Delta\omega$ от толщины меди. Линией показана аппроксимация выражением (2)

полностью исчезает при $t_{Cu} \approx 1$ нм (зависимость 2 на рис. 5). Сходство зависимостей $\Delta\omega_{S-A}(t_{Cu})$ и $H_B(t_{Cu})$ позволяет предположить наличие общих причин для изменения магнонных частот $\Delta\omega_{S-A}$ и обменного смещения. Для того чтобы пересчитать смещение резонансных частот $\Delta\omega_{S-A}$ в поле обменного смещения H_B , мы использовали выражение (1). Значения полей магнитных анизотропий были взяты из аппроксимации дисперсионных соотношений. Значения поля обменного смещения, рассчитанные из смещения резонансной частоты BLS, представлены на рис. 5 (зависимость 3) для разных толщин медного спейсера.

Видно, что значения полей обменного смещения, определенные из прямых измерений СКВИД-магнитометра (кривая 2) и из пересчета смещения частоты линии BLS (кривая 3) коррелируют между собой. Количественное различие полей обменного смещения, полученного этими двумя методиками, может быть связано с тем, что в методе BLS во внимание принимаются спиновые волны, распространяющиеся в тонком приповерхностном слое ферромагнетика, тогда как при магнитометрических измерениях измеряется интегральная характеристика всего ферромагнитного слоя NiFe.

На рис. 6 приведена зависимость средней ширины линии $\Delta\omega$ от толщины меди. Видно, что с увеличением толщины меди значение $\Delta\omega$ сначала уменьшается, а при $t_{Cu} > 1$ нм она насыщается до значения $\Delta\omega \approx 0.7$ ГГц. Поскольку метод BLS измеряет поверхностные спиновые волны в ферромагнетике, по ширине линии BLS можно судить о качестве интерфейса NiFe/Cu/IrMn. В работе [3] было показано,

что флуктуации поверхностной анизотропии, возникающие из-за неоднородности интерфейса, вносят существенный вклад в ширину линии ферромагнитного резонанса (при $k = 0$) и BLS (при $k \neq 0$) в гетероструктурах ФМ/АФМ. Средняя ширина линии BLS должна уменьшаться с увеличением толщины спейсера t_{Cu}

$$\Delta\omega = \frac{4\pi M_S \gamma^2 S_h}{2\pi D \omega_0} \left(\frac{J_B \exp(-t_{\text{Cu}}/t_0)}{M_S t_{\text{NiFe}}} \right)^2, \quad (2)$$

где t_0 — глубина неоднородностей интерфейса NiFe/IrMn, S_h — площадь неоднородностей в плоскости NiFe/IrMn, $\omega_0 = 19.4$ ГГц — средняя частота пика Стокса и анти-Стокса для контрольного образца без меди, J_B — плотность энергии обменного взаимодействия между атомами ферромагнитного слоя (NiFe) и антиферромагнитного слоя (IrMn). Поскольку для контрольного образца $H_B = 119$ Э, то $J_B = H_B M_S t_{\text{NiFe}} = 0.09$ эрг/см². На рис. 6 линией представлена аппроксимация $\Delta\omega(t_{\text{Cu}})$ выражением (2) с указанными выше параметрами. Из аппроксимации были получены значения геометрии неоднородностей интерфейса NiFe/IrMn $t_0 = 0.7$ нм и $S_h = 0.4$ нм² для контрольного образца, которые близки к литературным данным [3,4] ($S_h = 0.6$ нм²).

Таким образом, поле обменного смещения в одном и том же образце без меди было определено тремя способами: из измерений петли магнитного гистерезиса в СКВИД-магнитометре $H_B = 119 \pm 2$ Э, из аппроксимации дисперсионных соотношений $\omega(k)$ выражением (1) $H_B = 140 \pm 18$ Э и из сдвига спектров BLS при инверсии магнитного поля $H_B = 127 \pm 11$ Э. Различие этих полей обменного смещения находится почти в пределах погрешности эксперимента. Однако можно ожидать, что при измерениях динамическим методом, таким как BLS, величина обменного смещения будет отличаться от значения, установленного статическим методом [14–17]. В литературе [14–17] это различие объясняется медленной релаксацией намагниченности, связанной с движением доменных стенок в ферромагнитном слое.

4. ВЫВОДЫ

1. В гетероструктурах NiFe/Cu/IrMn обнаружено, что с ростом толщины слоя Cu увеличивается средний размер зерна IrMn. Вклад в магнитную анизотропию более крупных зерен увеличивается, а вклад мелких зерен становится меньше по мере увеличения толщины меди. При этом наблюдается

сдвиг дисперсионных кривых по частоте, что вызвано конкуренцией вкладов зерен IrMn и NiFe.

2. Установлено, что сдвиг резонансных частот рассеяния спиновых волн стоковой и антистоковой линий при инверсии внешнего магнитного поля происходит из-за поля обменного смещения. С ростом толщины Cu сдвиг уменьшается и полностью исчезает при полном покрытии слоя Cu интерфейса NiFe/Cu/IrMn.

3. Смена островковой структуры меди на сплошной слой Cu приводит к уменьшению ширины линии BLS, что ослабляет флуктуации плотности энергии обменного взаимодействия между атомами слоев NiFe и IrMn и делает гетероструктуру NiFe/Cu/IrMn более однородной.

Финансирование. Работа выполнена в рамках тематической карты Института проблем химической физики АААА-А19-119111390022-2 и в рамках программы Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант № 2644.2020.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Surinach, J. S. Munoz, and M. D. Baro, Phys. Rep. **422**, 65 (2005).
2. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
3. S. M. Rezende, A. Azevedo, M. A. Lucena, and F. M. Aguiar, Phys. Rev. B **63**, 214418 (2001).
4. A. Haldar, C. Banerjee, P. Laha, and A. Barman, J. Appl. Phys. **115**, 133901 (2014).
5. R. L. Rodriguez-Suarez, A. B. Oliveira, F. Estrada, D. S. Maior, M. Arana, O. A. Santos, A. Azevedo, and S. M. Rezende, J. Appl. Phys. **123**, 043901 (2018).
6. S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo, and F. M. Aguiar, J. Appl. Phys. **84**, 958 (1998).
7. R. L. Rodriguez-Suarez, L. H. Vilela-Leao, T. Bueno, A. B. Oliveira, J. R. L. de Almeida, P. Landeros, S. M. Rezende, and A. Azevedo, Phys. Rev. B **83**, 224418 (2011).
8. M. Arana, M. Gamino, A. B. Oliveira, J. Holanda, A. Azevedo, S. M. Rezende, and R. L. Rodriguez-Suarez, Phys. Rev. B **102**, 104405 (2020).

9. R. A. Gallardo, S. Khanal, J. M. Vargas, L. Spinu, C. A. Ross, and C. Garcia, *J. Appl. Phys.* **50**, 075002 (2017).
10. М. В. Бахметьев, А. Д. Таланцев, Р. Б. Моргунов, *ЖЭТФ* **159**, 963 (2021).
11. A. Elzwawy, A. Talantsev, and C. Kim, *J. Magn. Magn. Mat.* **458**, 292 (2018).
12. E. R. Moog, S. D. Bader, and J. Zak, *App. Phys. Lett.* **56**, 2687 (1990).
13. M. A. Sousa, F. Pelegri, W. Alayo, J. Quispe-Marcotoma, and E. Baggio-Saitovitch, *Physica B* **450**, 167 (2014).
14. M. Gloanec, S. Rioual, B. Lescop, R. Zuberek, R. Szymczak, P. Aleshkevych, and B. Rouvellou, *Phys. Rev. B* **82**, 144433 (2010).
15. M. Gloanec, S. Rioual, B. Lescop, R. Zuberek, R. Szymczak, P. Aleshkevych, and B. Rouvellou, *Phys. Rev. B* **80**, 220404 (2009).
16. B. H. Miller and E. D. Dahlberg, *Appl. Rhys. Lett.* **69**, 3932 (1996).
17. J. Geshev, S. Nicolodi, L. G. Pereira, L. C. C. M. Nagamine, J. E. Schmidt, C. Deranlot, F. Petroff, R. L. Rodriguez-Suarez, and A. Azevedo, *Phys. Rev. B* **75**, 214402 (2007).