

05,01

Взаимодействие Дзялошинского–Мория в синтетических ферримагнетиках Pt/Co/Ir/Co/Pt

© А.И. Безверхний¹, В.А. Губанов², А.В. Садовников², Р.Б. Моргунов^{1,¶}

¹ Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

² Саратовский национальный исследовательский университет, Саратов, Россия

¶ E-mail: morgunov2005@yandex.ru

Поступила в Редакцию 19 мая 2021 г.

В окончательной редакции 2 августа 2021 г.

Принята к публикации 3 августа 2021 г.

В синтетических ферримагнетиках Pt/Co/Ir/Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией обнаружена невязанность спиновых волн методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (МБС). Показано, что основной вклад в невязанность спиновых волн вносит взаимодействие Дзялошинского–Мория с плотностью энергии $D \approx 1.7\text{--}2.3 \text{ erg/cm}^2$. Плотность энергии взаимодействия Дзялошинского–Мория в синтетических ферримагнетиках Pt/Co/Ir/Co/Pt больше, чем ее значения в однослойных гетероструктурах Pt/Co(1 nm)/Ir $\sim 1.4 \text{ erg/cm}^2$ и уменьшается с ростом толщины незакрепленного слоя Co.

Ключевые слова: синтетические ферримагнетики, перпендикулярная магнитная анизотропия, рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, обменное взаимодействие, взаимодействие Дзялошинского–Мория.

DOI: 10.21883/FTT.2021.12.51665.120

1. Введение

Многослойные гетероструктуры и сверхрешетки представляют интерес в области изучения спиновых волн (СВ), так как они являются основой для устройств антиферромагнитной спинтроники [1]. В первых работах, посвященных исследованию СВ методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (МБС) в структурах спинтроники [2,3], объектом исследования были гетероструктуры, состоящие из двух ферромагнитных слоев с легкими осями намагничивания в плоскости, разделенных слоем немагнитного проводящего вещества (FM/NM/FM). Метод МБС представляет собой спектроскопию упругого рассеяния света на собственных колебаниях твердого тела с изменением частоты рассеянного фотона. Рассеяние может происходить, как на фононах, так и на спиновых волнах (магнонах). Максимумы на спектрах МБС соответствуют частотам фононов и спиновых волн, на которых произошло рассеяние фотона.

На частотных спектрах МБС одиночных тонких ферромагнитных пленок наблюдаются два пика рассеяния на спиновых волнах: пик Стокса и пик анти-Стокса [4]. Эти пики соответствуют СВ, распространяющимся в тонких пленках в направлениях, противоположных друг другу и ортогональных направлению эффективного магнитного поля. В многослойных гетероструктурах FM/NM/FM, состоящих из двух обменно-связанных ферромагнитных слоев, спектры МБС могут отличаться от спектров одиночных ферромагнитных пленок наличием двух пиков Стокса и двух пиков анти-Стокса [3], что яв-

ляется проявлением дисперсии СВ в обменно-связанных ферромагнитных слоях. При изменении толщины прослойки между слоями ферромагнетика меняется энергия J_{12} межслоевого обменного взаимодействия Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida (RKKY). В образцах Fe/Au/Fe и Fe/Cr/Fe [3] было обнаружено изменение частоты одного пика Стокса и одного пика анти-Стокса спиновых волн при изменении J_{12} . Частоты остальных пиков не зависели от J_{12} . Обменное взаимодействие между спинами, разделенными прослойкой ферромагнитных слоев, приводит к согласованному распространению спиновых волн в них, что может быть представлено в виде суперпозиции акустической и оптической ветвей спектра. Частоты спиновых волн, не зависящих от J_{12} , принадлежат акустической моде. Акустическая мода ассоциируется со связанными синфазными спиновыми волнами с одинаковыми значениями k в двух ферромагнитных слоях (рис. 1). Оптическая мода вызвана межслоевым антиферромагнитным обменным взаимодействием между спинами в ферромагнитных слоях. В результате антиферромагнитного обмена между спинами они прецессируют в противофазе [2,5].

Еще одним следствием взаимодействия между ферромагнитными слоями является разница Δf между частотами пика Стокса $f(k)$ и пика анти-Стокса $f(-k)$. Эта разница частот зависит от поверхностной анизотропии двух ферромагнитных слоев [6], от дипольного взаимодействия и от энергии антисимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского–Мория (DMI) [7], возникающего на границах разделов ферромагнетика и тяжелого металла с сильным спин-орбитальным взаи-

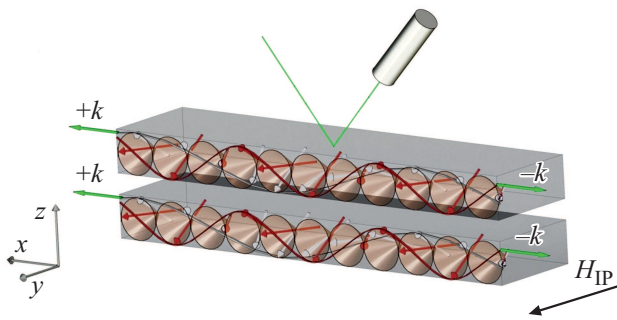


Рис. 1. Спиновые волны в синтетическом антиферромагнетике в постоянном внешнем магнитном поле H_{IP} .

модействием [8]. В литературе разницу частот пиков Стокса и анти-Стокса Δf (невзаимность спиновых волн) часто ошибочно воспринимают, как однозначное свидетельство наличия DMI и используют ее для измерения плотности энергии DMI — D . Хотя метод МБС является мощным инструментом прямого измерения энергии DMI, для его использования нужно учитывать и другие источники невзаимности частот пиков Стокса и анти-Стокса.

Основное количество работ по измерению плотности энергии DMI методом МБС сделано в гетероструктурах на основе одиночных ферромагнитных пленок, но интерес представляет усложнение этой ситуации в структурах FM/NM/FM за счет обменного смещения, межслоевого обмена РККУ и разницы констант поверхностной анизотропии двух ферромагнитных слоев. Например, в [9] были проведены аккуратные измерения МБС в образцах Co/Au/Co и Co/Cu/Co, в которых толщины Co были одинаковы, а толщина прослойки внутри одного образца изменялась ступенчато с шагом 0.4 nm. Таким образом, авторы [9] смогли корректно учесть влияние поверхностной и магнитокристаллической анизотропии на спектр спиновых волн в слоях Co. Это позволило точно измерить методом МБС энергию межслоевого обмена J_{12} , как функцию только толщины прослоек Au и Cu, исключив вклад поверхностной анизотропии. В результате была обнаружена знакопеременная осцилляция энергии межслоевого обменного взаимодействия при изменении толщины прослойки. Позднее, тем же методом, была обнаружена осцилляция обменной межслоевой энергии в сверхрешетках [Co/Ru]₂₀ [10].

Из литературы известно, что на границах раздела Pt/Co и Pt/Ir в гетероструктурах Pt/Co/Pt [11,12], Pt/Co/Ir/Pt [13] и Pt/Co/Ir [14] наблюдается DMI с плотностью энергии $D \sim 1 \text{ erg/cm}^2$. В исследуемых нами образцах Pt/Co/Ir/Co/Pt также можно ожидать наличие DMI, поскольку в образцах имеются интерфейсы Pt/Co и Pt/Ir. В литературе широко представлены работы по изучению DMI в гетероструктурах на основе одиночной пленки Co [11–14], в то время как в обменно-связанных ферромагнитных слоях DMI малоизученно. Цель статьи заключается в изучении спиновой динамики

методом МБС в синтетических ферромагнетиках (СФ) Pt/Co/Ir/Co/Pt, в которых сочетается антиферромагнитное обменное взаимодействие между слоями Co и DMI на интерфейсах Pt/Co и Pt/Ir.

2. Образцы и методика экспериментов

Исследуемые образцы являются многослойными гетероструктурами SiO₂/Pt(3.2 nm)/Co(1.1 nm)/Ir(1.4 nm)/Co(t_{Co})/Pt(3.2 nm), где t_{Co} — толщина верхнего слоя Co равна 0.6, 0.7, 0.8 и 1.0 nm. Образцы размером $2 \times 3 \text{ mm}$ получены методом магнетронного напыления при комнатной температуре в сверхвысоком вакууме (10^{-8} Torr). Слои Co обладают перпендикулярной магнитной анизотропией вследствие гибридизации атомных $5d$ -орбиталей Co с орбиталями Pt и Ir [15]. Подробные исследования магнитных свойств и динамики перемагничивания этих образцов были представлены в работах [16,17], где были установлены энергии анизотропии слоев, обменные взаимодействия между слоями, критические поля переключения намагниченности и другие свойства.

Петли магнитного гистерезиса при ориентациях внешнего магнитного поля вдоль поверхности образца (H_{IP}) и перпендикулярно ей (H_{OP}) были записаны СКВИД магнетометром MPMS 5XL Quantum Design.

Для измерения спектров рассеяния света методом МБС при комнатной температуре была использована геометрия Дэмона–Эшбаха и конфигурация обратного рассеяния, т.е. внешнее поле H_{IP} было направлено в плоскости пленки перпендикулярно волновому вектору СВ и перпендикулярно плоскости падения света (см. рис. 1). Измерения проводились при углах падения лазерного луча 15, 30, 45 и 60°. Этим углам соответствуют проекции волнового вектора света, падающего на поверхность образца, равные $k_{x1} = 7 \mu\text{m}^{-1}$, $k_{x2} = 11 \mu\text{m}^{-1}$, $k_{x3} = 16 \mu\text{m}^{-1}$ и $k_{x4} = 20 \mu\text{m}^{-1}$. В качестве источника света использовался лазерный луч с длиной волны 532 nm, генерируемый одночастотным лазером Excelsior (Spectra Physics) EXLSR-532-200-CDRH. Диаметр сфокусированного на поверхности образца лазерного пятна составлял $25 \mu\text{m}$. Мощностью лазерного излучения 20 mW была достаточно мала, чтобы не приводить к нагреву образца. Важно отметить, что эффективная глубина проникновения лазерного луча составляет 30–40 nm [18], что превышает суммарную толщину слоев исследуемых гетероструктур. Таким образом, все данные полученные методом МБС вызваны суммарным вкладом всех слоев. Разницы частот пиков Стокса и анти-Стокса были определены из измерений, проведенных во внешнем постоянном магнитном поле напряженностью +8 kOe. Это внешнее поле близко к эффективному полю анизотропии, определенному из рис. 2. Величины этого поля было достаточно для ориентации спинов в плоскости образца. Запись спектров МБС является процессом длительного накопления сигнала.

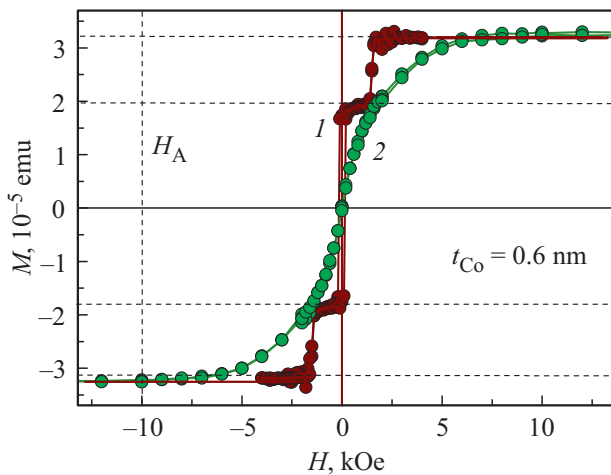


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ образца с $t_{Co} = 0.6$ nm, записанные при направлении поля перпендикулярно (1) и параллельно (2) плоскости образца. Штриховыми горизонтальными линиями показаны равновесные состояния намагниченности образца в поле, направленном нормально к поверхности образца. Вертикальной штриховой линией показано поле эффективной магнитной анизотропии $H_A = 10$ kOe.

Время накопления на исследуемых в настоящей статье образцах составляло 10–12 h. За это время производилось в среднем 100 измерений для каждой частоты в интервале от -30 GHz до $+30$ GHz с шагом 125 MHz.

Математическое моделирование дисперсий спиновых волн $f(k_x)$ и зависимости частоты спиновых волн от межслоевой обменной энергии $f(J_{12})$ было проведено с использованием программного обеспечения Wolfram Mathematica 12.1.

3. Результаты и обсуждение

На спектрах МБС у образцов с $t_{Co} = 0.7, 0.8$ и 1.0 nm наблюдались по одному пику Стокса и одному пику анти-Стокса (рис. 3, *a–3, c*). На спектре образца с $t_{Co} = 0.6$ nm (рис. 3, *d*) наблюдалось два пика Стокса и два пика анти-Стокса. Аналогичные сдвоенные спектры наблюдали в [2,3,6,7]. Два пика, частоты которых не зависят от энергии межслоевого обмена, принадлежат акустической моде СВ. Спиновые волны, частоты которых зависят от межслоевого обмена, принадлежат оптической моде. По соотношению интенсивности пиков Стокса и анти-Стокса можно судить о соотношении между количествами актов рассеяния фотонов на СВ с векторами $+k_x$ (Стокс) и (анти-Стокс) $-k_x$. Количество актов рассеяния на СВ зависит от времени жизни соответствующих магнонов [19]. Соотношение интенсивностей пиков Стокса и анти-Стокса (см. рис. 3) для всех образцов было примерно одинаковым $I_S/I_{AS} \sim 1.18$. Следовательно, отношение среднего времени жизни магнонов с $+k_x$ к среднему времени жизни магнонов с про-

тивоположным волновым вектором k_x было одинаковым во всех образцах.

Чтобы убедиться в том, что наличие двух пиков Стокса и двух пиков анти-Стокса на спектре МБС образца с $t_{Co} = 0.6$ nm вызвано оптической и акустической модами, зависимость частот спиновых волн f от величины обменной межслоевой энергии J_{12} моделировали в соответствии с моделью, предложенной в [20]. В отличие от модели, представленной в [21] для однослойных структур, в [20] предложены расчеты для описания синтетических антиферромагнетиков и ферритмагнетиков с перпендикулярной магнитной анизотропией. Для моделирования были выбраны следующие параметры: одинаковое поле кубической анизотропии нижнего и верхнего слоев Co $H_{ac1} = H_{ac2} \approx 152$ Oe [22], одинаковое поле одноосной анизотропии слоев Co $H_{au1} = H_{au2} \approx 384$ Oe, обменная жесткость Co $A = 1.6 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, намагниченность насыщения пленки Co $M_S = 1300$ emu/cm³ [23], гиромагнитное отношение Co $\gamma = 1.9 \cdot 10^7$ Hz/Oe [24]. Волновой вектор спиновых волн был постоянным $k_x = 11 \mu\text{m}^{-1}$. Поле поверхностной анизотропии слоев Co $H_{ac1} \approx H_{ac2} \approx 1400$ Oe было определено из данных СКВИД-магнитометрии. Из полевых зависимостей намагниченности, записанных при ориентации внешнего поля перпендикулярно поверхности образца (рис. 2 кривая 1) и вдоль нее (рис. 2 кривая 2), следует, что в поле $H_{IP} = +8$ kOe намагниченность $M \approx M_S$. Внешнее магнитное поле $H_{IP} = +8$ kOe, направленное в плоскости образца, ориентирует магнитные моменты вдоль поля. Таким образом, углы между осью y и магнитными моментами составляют $\theta_1 = \theta_2 \approx 0^\circ$. Так как образцы обладают перпендикулярной магнитной анизотропией, угол между полем H_{IP} и направлением магнитной анизотропии $\theta_H = 90^\circ$, а углы между осью y и направлением одноосной анизотропии двух слоев Co равны $\theta_{u1} = \theta_{u2} = 90^\circ$. Результат моделирования зависимости частоты спиновых волн от энергии межслоевой обменной связи J_{12} показан на рис. 4 сплошными линиями. Сплошной линией 1 на рис. 4 показана акустическая мода, а сплошной линией 2 оптическая мода. Точками на рис. 4 показаны экспериментальные частоты стоксовой составляющей спектров МБС, записанные в постоянном поле $H_{IP} = +8$ kOe при постоянном $k_x = 11 \mu\text{m}^{-1}$. В отсутствие межслоевого обмена ($J_{12} = 0$), частоты оптической и акустической мод близки по значению [3,25,26]. На рис. 4 треугольником показана частота спиновой волны образца Pt/Co(1.07 nm)/Ir [27], у которого $J_{12} = 0$, так как он содержит один ферромагнитный слой. Обменная энергия J_{12} между разделенными слоями ферромагнетика зависит не только от толщины разделяющей прослойки [9], но и от толщины ферромагнитных слоев [28]. В [28] показано, что зависимость J_{12} от толщины одного из ферромагнитных слоев может осциллировать, т. е. характер этой зависимости аналогичен зависимости J_{12} от толщины разделяющей прослойки [9,28]. Это происходит потому, что в проводящем слое Co при уменьшении

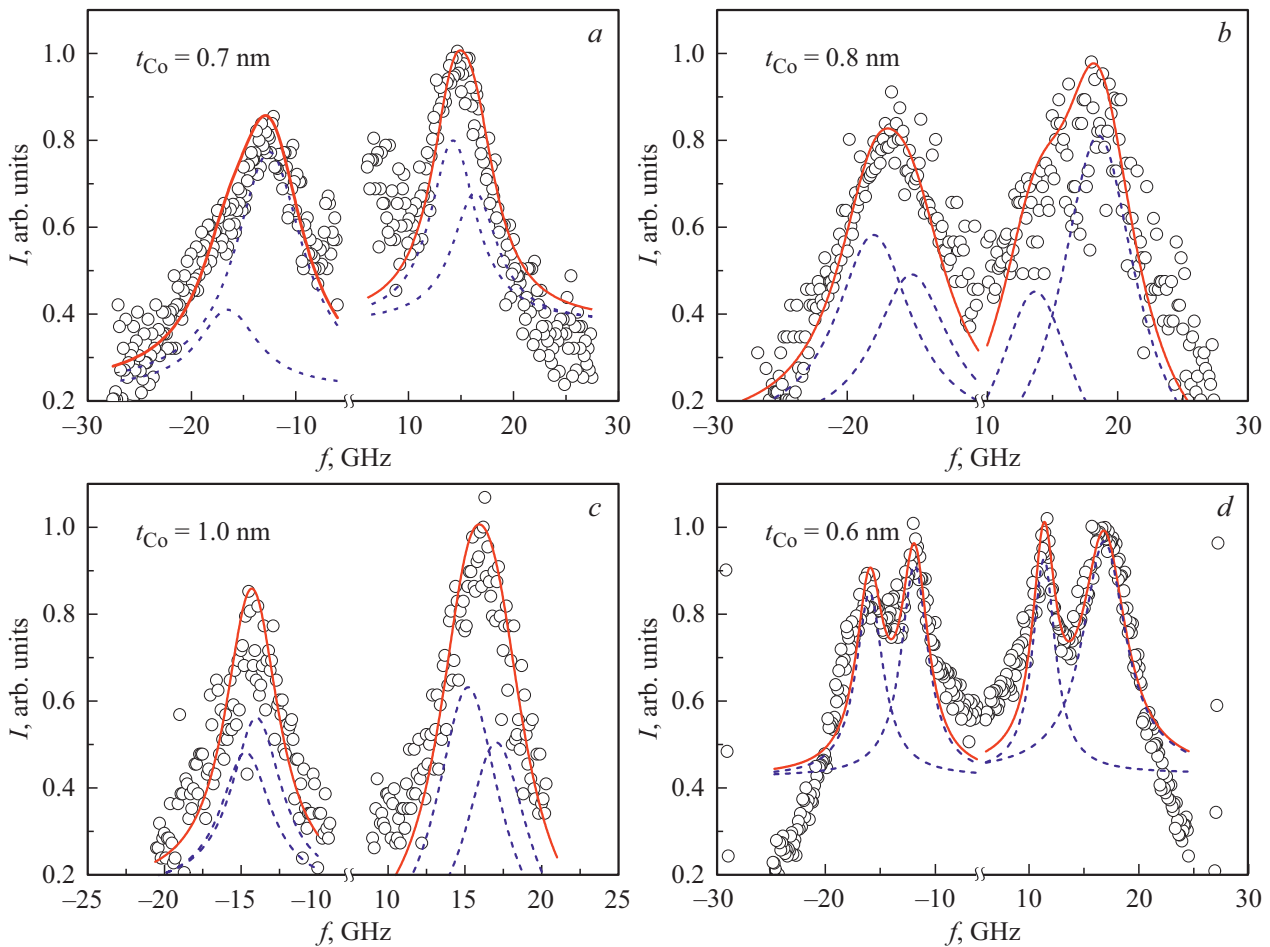


Рис. 3. Спектры мандельштам-бриллюэновской спектроскопии, записанные в поле $H_{\text{пр}} = +8 \text{ kOe}$ при значении проекции волнового вектора лазерного луча $k_x = 11 \mu\text{m}^{-1}$ для образцов с (a) $t_{\text{Co}} = 0.7 \text{ nm}$, (b) $t_{\text{Co}} = 0.8 \text{ nm}$, (c) $t_{\text{Co}} = 1.0 \text{ nm}$, (d) $t_{\text{Co}} = 0.6 \text{ nm}$. Пунктирные линии — это лоренцевы компоненты разложения экспериментального спектра на оптическую и акустическую моды, описанные в тексте. Сплошные линии на рис. 3, a–d — это сумма лоренцевых линий.

его толщины, уменьшается количество атомов, и этот ферромагнитный слой становится менее эффективным в качестве источника спин-поляризованных электронов, участвующих в РККУ взаимодействии. Таким образом, величина J_{12} в серии исследуемых образцов меняется вместе с толщиной верхнего слоя Co. Обменная межслоевая энергия J_{12} между слоями Co в исследуемых образцах посчитана из данных СКВИД-магнитометрии. Методика расчета J_{12} приведена в [16]. Толщины t_{Co} , соответствующие значениям J_{12} образцов, показаны на верхней шкале рисунка 4. Частоты пиков на МБС спектрах были определены путем их аппроксимации функциями Лоренца методом наименьших квадратов. Погрешность определения частот использована для обозначения погрешностей на рис. 4 и 5. Разница погрешностей частот для разных образцов вызвана разной скоростью и качеством накопления сигнала. Скорость и качество накопления сигнала зависели не только от образца, но и от угла падения лазерного луча, а следовательно от величины k_x .

Результат моделирования частоты оптической и акустической мод совпадает с экспериментальными значениями частот СВ образца с $t_{\text{Co}} = 0.6 \text{ nm}$. Теоретический расчет зависимости частоты оптической моды от межслоеного обменного взаимодействия хорошо согласуется с экспериментальными значениями частот СВ для образцов с $t_{\text{Co}} = 0.7 \text{ nm}$, 0.8 nm , 1.0 nm . Для последних трех образцов малая разница между оптической и акустической модами приводит к слиянию этих двух пиков. Поскольку частота акустической моды не зависит от J_{12} [2,3], для всех образцов она должна быть примерно одинаковой. Она точно определена для того образца, где пики оптической и акустической ветви разделены ($\sim 16.6 \text{ GHz}$). Это облегчало аппроксимацию пиков двумя функциями Лоренца в тех образцах, с $t_{\text{Co}} = 0.7$, 0.8 , 1.0 nm , где пики акустической и оптической моды сливались. Результат разложения спектра на два пика Лоренца показан на рис. 3, a–d штриховыми линиями. Сумма двух функций Лоренца показана на рис. 3, a–c сплошными линиями. Установленные аппроксимацией

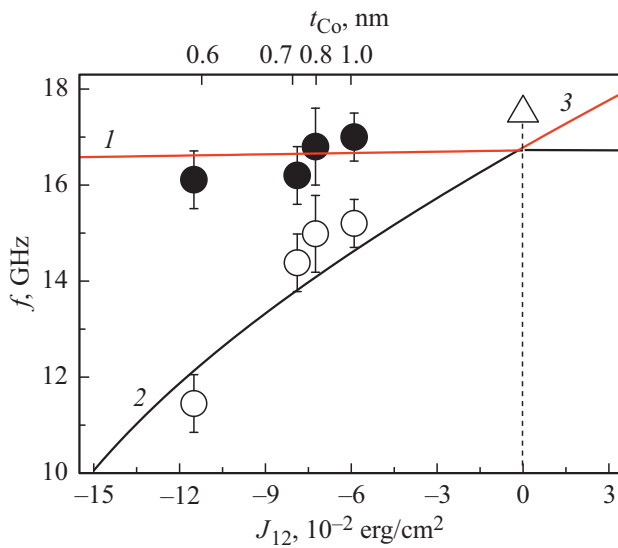


Рис. 4. Зависимость частоты спиновых волн от межслоевой обменной энергии J_{12} в поле $H_{IP} = +8$ кОе при $k_x = 11 \mu\text{m}^{-1}$. Светлыми символами показаны частоты Стокса пика оптической моды, а темными символами — частоты Стокса пика акустической моды. Точка 3 — частота спиновой волны ($k_x = 11 \mu\text{m}^{-1}$) для образца, состоящего из одного слоя Co ($J_{12} = 0$) [26]. Сплошные линии — теоретические зависимости частоты акустической моды (линия 1) и оптической моды (линия 2) от межслоевой обменной энергии, рассчитанные в рамках модели, предложенной в [14]. Толщины верхнего слоя Co, соответствующие указанным значениям J_{12} , приведены на верхней шкале.

частоты двух мод для образцов с $t_{Co} = 0.6, 0.7, 0.8, 1.0$ nm показаны на рис. 4 точками.

На всех спектрах МБС образцов Pt/Co/Ir/Co/Pt была обнаружена разница абсолютных значений частот пиков Стокса и анти-Стокса Δf , которую называют невзаимностью спиновых волн [2]. Для пиков акустической моды невзаимность Δf частот обычно не наблюдается, и график дисперсии спиновых волн $f(k_x)$ является параболой, симметричной относительно $k_x = 0$ (см. рис. 5, а). Разница частот обычно возникает для оптических мод и может быть вызвана разницей поверхностных анизотропий двух слоев Co [6] и интерфейсным ДМИ [7]. Мы оценили вклад разницы поверхностных анизотропий слоев Co в разницу частот пиков Стокса и анти-Стокса. Поверхностная анизотропия нижних слоев Co у всех образцов была одинакова, так как у них одинаковая толщина (1.1 nm) и одинаковые покровные слои Pt (3.2 nm) и Ir (1.4 nm). Поверхностная константа анизотропии была рассчитана из соотношения $K_S = K \cdot t_{FM}$, где K — константа магнитокристаллической анизотропии, t_{FM} — толщина ферромагнитного слоя. Константа магнитокристаллической анизотропии рассчитывается из соотношения $K = (H_m \cdot M_S)/2$, где $H_m = H_A + 4\pi M_S$ — поле магнитокристаллической анизотропии, H_A — эффективное поле магнитной анизотропии. Эффективное поле анизотропии H_A равно полю, в

котором пересекаются зависимости $M(H)$, записанные при двух ориентациях магнитного поля вдоль легкой оси намагничивания и вдоль трудной оси намагничивания (рис. 2). Константа поверхностной анизотропии нижнего слоя $K_{S1} = 0.95 \text{ erg/cm}^2$. Константы поверхностной анизотропии верхних слоев Co были следующими: для $t_{Co} = 0.6 \text{ nm}$ $K_{S2} = 0.52 \text{ erg/cm}^2$; для $t_{Co} = 0.7 \text{ nm}$ $K_{S2} = 0.6 \text{ erg/cm}^2$; для $t_{Co} = 0.8 \text{ nm}$ $K_{S2} = 0.69 \text{ erg/cm}^2$ и для $t_{Co} = 1.0 \text{ nm}$ $K_{S2} = 0.86 \text{ erg/cm}^2$. Разница частот пиков МБС, вызванная разницей поверхностных анизотропий рассчитывается по формуле [6]:

$$\Delta f = \frac{8\gamma}{\pi^3} \frac{K_{S1} - K_{S2}}{M_S} \frac{k_x}{1 + l_{ex}^2 \pi^2 / t_{FM}^2}, \quad (1)$$

где K_{S1} и K_{S2} — константы поверхностной анизотропии закрепленного и свободного слоев Co, k_x — проекция волнового вектора падающего света на ось x , t_{FM} — толщина ферромагнитного слоя, $l_{ex} = (2A/4\pi M_S^2)^{1/2}$ — обменная длина. Разница частот пиков МБС, рассчитанная из (1), составляет 0.47–2.27 МГц. Этот сдвиг мал по сравнению с наблюдаемой в эксперименте разницей частот в $\Delta f(k_x) \sim 1\text{--}3$ GHz. Таким образом, основной вклад в разницу частот вносит поверхностное ДМИ.

Формально закон дисперсии спиновых волн для одиночной пленки [4,7] позволяет приближенно определить плотность энергии ДМИ и в двуслойной структуре

$$2\pi f = \gamma (H_{IP} + Jk_x^2 + \xi(k_x L)M_S)^{1/2} \times (H_{IP} - H_A + Jk_x^2 + M_S - \xi(k_x L)M_S)^{1/2} - \frac{2\gamma}{M_S} Dk_x, \quad (2)$$

где $H_A = 10$ кОе — эффективное поле магнитной анизотропии, определенное из данных СКВИД-магнитометрии (см. рис. 2), $J = 2A/M_S$ — обменная константа, L — толщина ферромагнитного слоя, $\xi(k_x L) = 1 - (1 - \exp(-|k_x L|))/|k_x L|$. Из закона дисперсии следует, что D зависит от разницы частот Δf в соответствии с формулой

$$D = \frac{\Delta f \pi M_S}{\gamma k_x}. \quad (3)$$

Уравнением (3) были определены значения D для всех четырех образцов серии (рис. 6). Из рис. 6 видно, что с увеличением толщины верхнего слоя Co, величина D уменьшается, как в случае одиночной пленкой Co [14,29–31]. Из литературы известно, что наблюдается обратно пропорциональная зависимость $D \sim 1/t_{Co}$ с ростом толщины t_{Co} одного из слоев Co. Сплошной линией на рис. 6 показана аппроксимация экспериментальных данных гиперболой.

Для образцов на основе одиночного слоя Co [11–14] и для образцов на основе множества несвязанных обменом слоев Co одинаковой толщины, величина D ожидается одинаковой. Величины D исследуемых синтетических ферримагнетиков (1.7–2.4 erg/cm²) больше значений D

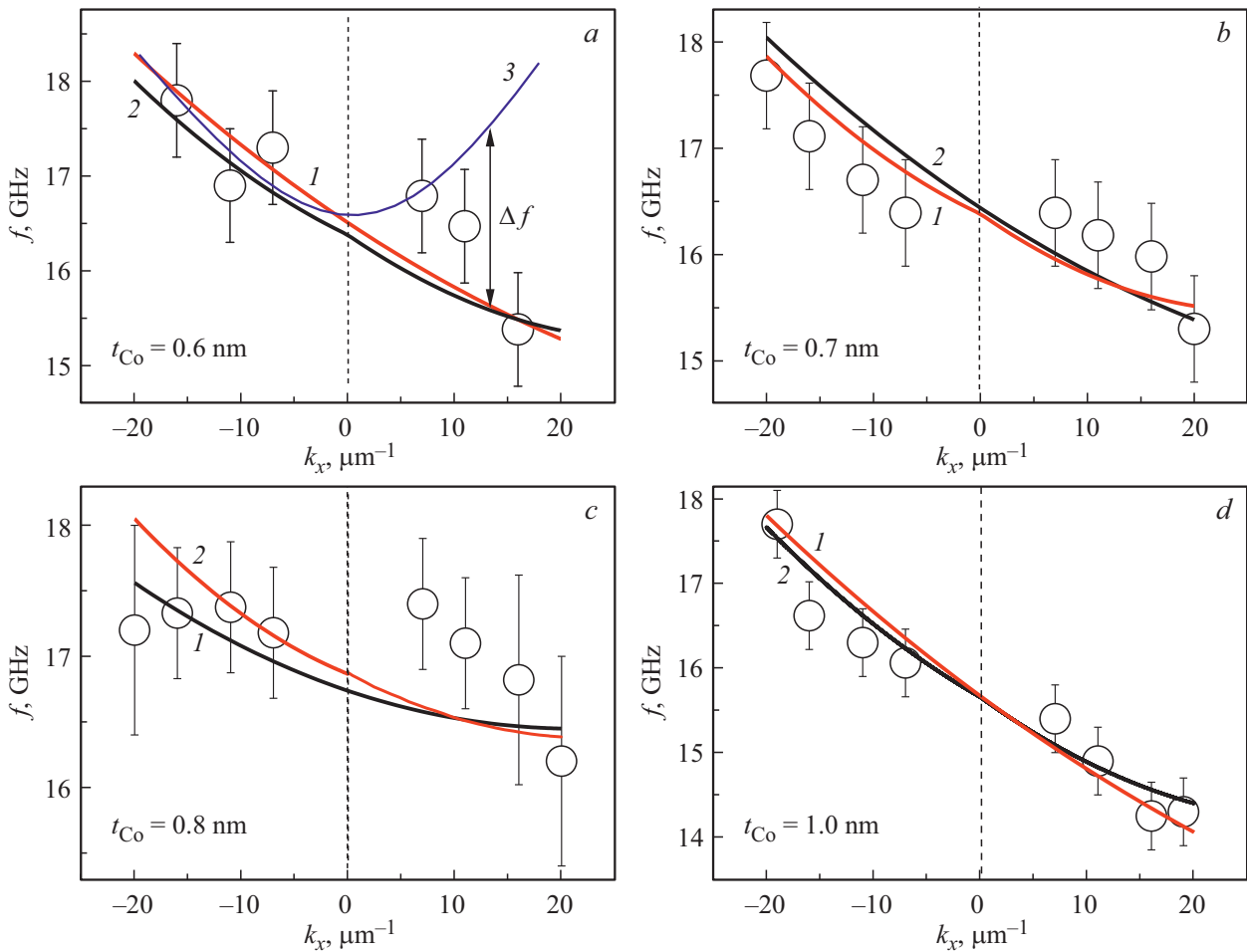


Рис. 5. Зависимости частоты спиновых волн f , записанных в постоянном магнитном поле $H_{IP} = +8$ kOe, от проекции волнового вектора лазера k_x на ось x для образцов с (a) $t_{Co} = 0.6$ nm, (b) $t_{Co} = 0.7$ nm, (c) $t_{Co} = 0.8$ nm, (d) $t_{Co} = 1.0$ nm. Сплошная линия 1 — аппроксимация моделью [14], сплошная линия 2 — аппроксимация уравнением (2). Сплошная линия 3 на рис. 5, a — дисперсия $f(k_x)$ в отсутствие DMI.

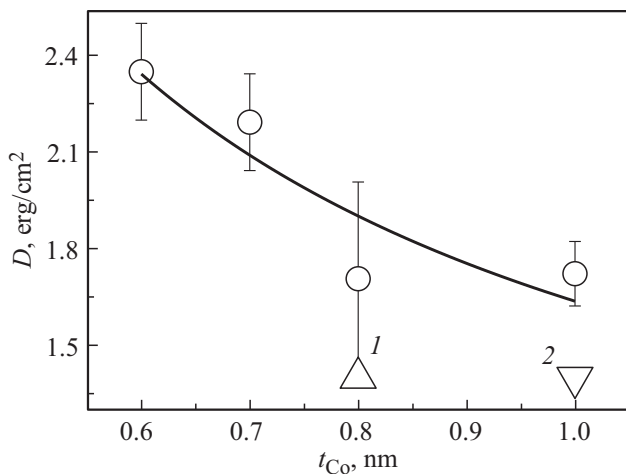


Рис. 6. Зависимость плотности энергии интерфейсного DMI от толщины верхнего слоя Co t_{Co} в синтетических ферритмагнетиках Pt(3.2 nm)/Co(1.1 nm)/Ir(1.4 nm)/Co(t_{Co})/Pt(3.2 nm). Точка 1 значение D для гетероструктуры Pt/Co(0.8 nm)/Ir [20], 2 — значение D для гетероструктуры Pt/Co(1.0 nm)/Ir [29]. Сплошной линией показана аппроксимация гиперболой.

для одиночных слоев Co, которые показаны на рис. 6 точками 1 и 2 и равны 1.4 erg/cm^2 . Увеличение D по сравнению с однослойным образцом может быть вызвано несколькими факторами: 1) ростом числа интерфейсов Pt/Co и Ir/Co, на которых возникает DMI, 2) уменьшением шероховатости интерфейсов, 3) межслоевым обменным взаимодействием, которое делает DMI в двух слоях Co не независимым друг от друга, а увеличивает его в результате переноса спиновой поляризации между слоями.

Если пренебречь межслойным обменным взаимодействием нельзя, нужно использовать более сложный закон дисперсии спиновых волн $f(k_x)$ [4], учитывающий величину и знак обменного взаимодействия двух антиферромагнитно связанных слоев. Для описания закона дисперсии спиновых волн синтетического ферритмагнетика была использована модель из [20]. Она не учитывает разницу частот Δf , вызванную DMI, но учитывает межслоевое обменное взаимодействие между слоями Co. Для аппроксимации дисперсии спиновых волн мо-

делью из [20] мы добавили к решению уравнения $f(k_x)$ разницу частот пиков Стокса и анти-Стокса, вызванную DMI $\Delta f = \gamma D k_x / \pi M_S$, так же, как это делалось для однослойного образца в формуле (3). Результат аппроксимации модифицированными формулами [20] показан на рис. 5, $a-d$ сплошными линиями 1. Для сравнения мы использовали закон дисперсии спиновых волн (2), не учитывающий антиферромагнитное обменное взаимодействие между слоями Co. Он показан на рис. 5, $a-d$ сплошными линиями 2. Оба используемых закона удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Сильное расхождение экспериментальных данных и аппроксимаций для образца с $t_{Co} = 0.8 \text{ nm}$ вызвано погрешностью измерений. Таким образом, закон дисперсии спиновых волн, описанный в [4], может использоваться для аппроксимации зависимостей $f(k_x)$ синтетических антиферромагнетиков и ферримагнетиков и позволяет оценивать величину взаимодействия Дзялошинского–Мория в них.

4. Заключение

В синтетических ферримагнетиках с перпендикулярной магнитной анизотропией обнаружены акустические и оптические моды спиновых волн. Был оценен вклад поверхностной анизотропии и DMI в разницу частот пиков Стокса и анти-Стокса оптической моды. Основной вклад в разницу частот вносит интерфейсное DMI. При увеличении толщины верхнего слоя Co синтетического ферримагнетика Pt/Co/Ir/Co/Pt его значение плотности энергии DMI уменьшается линейно, как в гетероструктурах с одним слоем Co. Измеренные значения плотности энергии DMI D двух обменно-связанных слоев Co больше значений D одиночных слоев Co. Это может быть вызвано увеличением количества интерфейсов, на которых возникает DMI, шероховатостью интерфейсов и наличием обменного межслоевого взаимодействия, за счет которого отдельные слои Co вносят вклад в суммарное DMI. Закон дисперсии спиновых волн для одиночных ферромагнитных пленок качественно и количественно описывает дисперсию в гетероструктурах, состоящих из двух слоев Co, связанных антиферромагнитным обменным взаимодействием.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках темы АААА-А19-119092390079-8 госзадания ИПХФ РАН. Р.Б. Моргунов поддержан грантом Президента Российской Федерации для ведущих научных школ 2644.2020.2. А.И. Безверхний поддержан грантом РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90128. А.В. Садовников и В.А. Губанов поддержаны грантом РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-27026.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Fert, F. Nguyen Van Dau. *Physique* **20**, 817 (2019).
- [2] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [3] J. Barnas, P. Grünberg. *J. Magn. Magn. Mater* **82**, 186 (1986).
- [4] K. Di, V.L. Zhang, H.S. Lim, S. Ch. Ng. *Phys. Rev. Lett.* **114**, 047201 (2015).
- [5] J.J. Krebs, P. Lubitz, A. Chaiken, G.A. Prinz. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1645 (1989).
- [6] S.M. Chérif, Y. Roussigné, P. Moch. *J. Appl. Phys.* **98**, 063905 (2005).
- [7] J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N.J.J. van Hoof, H.J.M. Swagten, B. Koopmans, Ch.-Y. You. *Nature Commun.* **6**, 7635 (2015).
- [8] P.M. Levy, A. Fert. *Phys. Rev. B* **23**, 4667 (1981).
- [9] Y. Roussigné, F. Ganot, C. Dugautier, P. Moch. *Phys. Rev. B* **52**, 350 (1995).
- [10] J. Fassbender, F. Nörtemann, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Hillebrands, G. Güntherodt, S.S.P. Parkin. *Phys. Rev. B* **46**, 5810 (1992).
- [11] S.-G. Je, D.-H. Kim, S.-C. Yoo, B.-C. Min, K.-J. Lee, S.-B. Choe. *Phys. Rev. B* **88**, 214401 (2013).
- [12] R. Lavrijsen, D.M.F. Hartmann, A. van den Brink, Y. Yin, B. Barcones, R.A. Duine, M.A. Verheijen, H.J.M. Swagten, B. Koopmans. *Phys. Rev. B* **91**, 104414 (2015).
- [13] A. Hrabec, N.A. Porter, A. Wells, M.J. Benitez, G. Burnell, S. Mc Vitie, D. Mc Grouther, T.A. Moore, C.H. Marrows. *Phys. Rev. B* **90**, 020402(R) (2014).
- [14] K. Shahbazi, J.-V. Kim, H.T. Nembach, J.M. Shaw, A. Bischof, M.D. Rossel, V. Jeudy, T.A. More, C.H. Marrows. *Phys. Rev. B* **99**, 094409 (2019).
- [15] N. Nakajima, T. Koide, T. Shidara, H. Miyauchi, H. Fukutani, A. Fujimori, K. Iio, T. Katayama, M. Nývlt, Y. Suzuki. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5229 (1998).
- [16] R. Morgunov, A. Hamadeh, T. Fache, G. Lvova, O. Koplak, A. Talantsev, S. Mangin. *Superlat. Microstruct.* **104**, 509 (2017).
- [17] R.B. Morgunov, A.V. Yurov, V.A. Yurov, A.D. Talantsev, A.I. Bezverhni, O.V. Koplak. *Phys. Rev. B* **100**, 144407 (2019).
- [18] E.R. Moog, S.D. Bader, J. Zak. *App. Phys. Lett.* **56**, 2687 (1990).
- [19] K. Zakeri. *Phys. Rep.* **545**, 47 (2014).
- [20] S.M. Rezende, C. Chesman, M.A. Lucena, A. Azevedo, F.M. de Aguiar. *J. Appl. Phys.* **54**, 958 (1998).
- [21] B. Hillebrands. *Phys. Rev. B* **41**, 530 (1990).
- [22] A. Haldar, C. Banerjee, P. Laha, A. Barman. *J. Appl. Phys.* **115**, 133901 (2014).
- [23] N. Nozawa, S. Saito, S. Hinata, M. Takahasi. *J. Phys. D* **46**, 172001 (2013).
- [24] M. Belméguenai, J.-P. Adam, Y. Roussigné, S. Eimer, T. Devolder, J.-V. Kim, S.M. Chérif, A. Stashkevich, A. Thiaville. *Phys. Rev. B* **91**, 180405(R) (2015).

- [25] M. Belmeguenai, H. Bouloussa, Y. Roussigné, M.S. Gabor, T. Petrisor, Jr., C. Tiusan, H. Yang, A. Stashkevich, S.M. Chérif. *Phys. Rev. B* **96**, 144402 (2017).
- [26] N.A. Sergeeva, S.M. Chérif, A.A. Stashkevich, M.P. Kostylev, J. Ben Yussef. *J. Magn. Magn. Mater* **288**, 250 (2005).
- [27] I.B.-El Mokhtari, D. Ourdani, Y. Roussigné, R.B. Mos, M. Nasui, F. Kail, L. Chahed, S.M. Chérif, A. Stashkevich, M. Gabor, M. Belmeguenai. *J. Phys.: Condens. Matter* **32**, 495802 (2020).
- [28] L.M. Li, B.-Z. Li, F.-C. Pu. *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 1941 (1994).
- [29] M. Belmeguenai, Y. Roussigné, S.M. Chérif, A. Stashkevich, T. Petrisor jr., M. Nasui, M.S. Gabor. *J. Phys. D* **52**, 125002 (2019).
- [30] N.-H. Kim, J. Jung, J. Cho, D.-S. Han, Y. Yin, J.-S. Kim, H.J.M. Swagten, Ch.-Y. You. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142406 (2016).
- [31] H.T. Nembach, J.M. Shaw, M. Weiler, E.J. Thomas, J. Silvia. *Nature Phys.* **11**, 825 (2015).

Редактор Т.Н. Василевская