

05,10

Смещение резонансных частот линий Стокса и анти-Стокса в спектрах Мандельштама–Бриллюэна при изменении интерфейса NiFe|Spacer|IrMn в обменно-смещенных тонких пленках

© М.В. Бахметьев¹, А.В. Садовников², В.А. Губанов², В.В. Савин³, Р.Б. Моргунов^{1,4,*}

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

² Саратовский национальный исследовательский университет, Саратов, Россия

³ Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, Калининград, Россия

⁴ Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Россия

* E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 30 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 15 мая 2025 г.

Принята к публикации 25 мая 2025 г.

В гетероструктурах NiFe|Cu|IrMn и NiFe|Ta|IrMn с варьируемой толщиной прослойки меди и тантала исследованы спиновые волны методом спектроскопии Мандельштама–Бриллюэна. Резонансные частоты стоксовой и антистоксовой линий при инверсии внешнего магнитного поля сдвигаются. При достижении в прослойке перколяционного порога изменяется знак сдвига частот, который остается отрицательным вплоть до достижения сплошного покрытия. Полный разрыв прямого обменного контакта между слоями NiFe и IrMn немагнитным материалом прослойки приводит к нулевому сдвигу резонансных частот рассеяния. Изменение резонансных частот рассеяния спиновых волн характеризует качество интерфейса NiFe|Spacer|IrMn , фрактальная размерность которого соответствует трехмерной структуре.

Ключевые слова: обменное смещение, спейсер, спектры рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, сдвиг резонансных частот рассеяния.

DOI: 10.61011/FTT.2025.06.60945.104-25

1. Введение

Эффект обменного смещения является фундаментальным свойством интерфейса, которое возникает на границе ферромагнетик (F) — антиферромагнетик (AF). Этот эффект заключается в том, что взаимодействие спинов между слоями F и AF на их границе, а также намагниченность слоя AF рядом с интерфейсом [1,2], вызывает смещение центра петли гистерезиса относительно нулевого поля. При этом эффективное поле (поле обменного смещения H_{ex}) направлено вдоль остаточной намагниченности слоя F [1,3]. После интенсивных экспериментальных и теоретических исследований на протяжении многих лет становится очевидной техническая важность этого эффекта для разработки магнитоэлектронных устройств. Динамика спинов ферро- и антиферромагнетика в магнитном поле, а также явления электрического переноса, сопровождающие переориентацию этих спинов, весьма важны для технологий антиферромагнитной спинтроники [3–5].

Существует три подхода к регулировке обменного смещения на этапе изготовления тонких пленок F|AF: изменение толщины F [6], изменение толщины AF [7] и введение немагнитной прослойки NM между F и

AF [8–10]. Первые два подхода приводят к значительным изменениям проводимости тонкой пленки, и только последний, введение очень тонкой прослойки между слоями F и AF на их границе, позволяет поддерживать проводимость структуры на том же уровне [11] за счет островкового образования немагнитной прослойки при ее толщине ниже предела перколяции [12]. По этой причине введение немагнитной прослойки считается наиболее эффективным способом регулирования обменного смещения, что широко применяется в запоминающих и измерительных устройствах [11].

При определенной толщине прослойки между F- и AF-слоем возникает перколяционный порог (бесконечный фрактал) [13]. Порог перколяции рассматривается в теории протекания и связан с особым видом фазового перехода [14]. Он проявляется в резком изменении свойств материалов при увеличении добавляемого вещества. Для описания возникновения скачка электрической проводимости и формирования бесконечного фрактала в композитах типа проводник-изолятор [15] может быть применено множество теоретических моделей. Поведение электрической проводимости в таких композитах является сложной функцией концентрации частиц, размеров, формы, геометрического расположения и других

факторов [16]. К ячеистым и коллоидным системам обычно применяется эмпирическая модель, основанная на сочетании теории среднего поля и теории перколяций [17,18]. Этот метод применяется непосредственно для исследования электрической проводимости, однако его использование для анализа магнитных характеристик носит скорее феноменологический характер и требует дополнительных обоснований и экспериментальных подтверждений. Кроме того, введение прослойки в интерфейс NiFe|IrMn и увеличение ее концентрации ведет к формированию двумерной структуры из контактирующих островков прослойки Cu или Ta, и при достижении необходимой концентрации островков прослойки возникает бесконечный фрактал [14]. В нашей предыдущей работе [13] теория перколяции была успешно применена к электрической проводимости и к магнитным свойствам гетероструктур NiFe|Cu|IrMn.

Поскольку поле обменного смещения в структурах F|NM|AF влияет на весь набор различных свойств, связанных со спиновыми конфигурациями на интерфейсе, можно ожидать, что введение прослойки и изменение ее толщины между F и AF может также изменять спектры Бриллюэновского рассеяния света (Brillouin light scattering, BLS). В работах [19–21] показано, что обменное смещение может существенно влиять на спектры BLS. Из литературы известны по крайней мере три механизма, которые могут объяснить влияние обменного смещения на спектры BLS в структурах NiFe|IrMn: 1) изменение тепловой заселенности магнетонных энергетических уровней после их перераспределения полем обменного смещения, 2) изменение поля анизотропии, приводящее к сдвигу резонансных частот в спектрах BLS, и 3) изменение недиагональных компонент оператора спина $S_x S_y$, возникающее из-за поворота вектора намагниченности в ферромагнитной пленке [19].

В настоящей работе мы используем метод BLS для обнаружения изменений обменного смещения, вызванных введением прослойки Ta и Cu в интерфейс NiFe|IrMn в широком интервале толщин, охватывающих три стадии роста прослойки: 1) образование островковой структуры; 2) образование перколяционной структуры и 3) образование сплошного тонкого слоя. Интерференция прямых и обратных спиновых волн, которые распространяются в противоположных направлениях в ферромагнетике NiFe, изменяет резонансные частоты в зависимости от стадии роста прослойки.

2. Методика и образцы

В работе использовали три типа образцов: один — без прослойки, Ta(5 nm)|NiFe(11 nm)|IrMn(9 nm)|Ta(4 nm)|Ta₂O₅(2 nm); второй — с танталовой прослойкой между слоями NiFe и IrMn, Ta(5 nm)|NiFe(11 nm)|Ta(t_{Ta})|IrMn(9 nm)|Ta(4 nm)|Ta₂O₅(2 nm), с различными толщинами слоя тантала $t_{\text{Ta}} = 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.5, 1.0, 1.5$ nm; и третий — с медной прослойкой, Ta(5 nm)|

NiFe(11 nm)|Cu(t_{Cu})|IrMn(9 nm)|Ta(4 nm)|Ta₂O₅(2 nm) с различными толщинами слоя $t_{\text{Cu}} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.3, 2.0, 2.5, 5.0$ nm. Образцы были изготовлены методом магнетронного напыления на постоянном токе при базовом давлении $2.6 \cdot 10^{-7}$ mTorr, давлении аргона 3 mTorr и скорости потока газа 30 cm³/min. Методика изготовления образцов аналогична методике, описанной в [22]. При изготовлении образцов постепенно менялось время напыления прослойки при одной и той же скорости напыления. Для танталовой прослойки это время соответствует от 2 до 30 s, а для медной — от 2 до 120 s. Так как адгезия у этих двух материалов к слою NiFe разная, то было подобрано соответствующее время напыления. Затем изготовленные образцы были измерены на СКВИД-магнитометре, с помощью которого было определено поле обменного смещения и коэрцитивная сила. Применение теории перколяции к этим магнитным характеристикам позволило определить порог перколяции для структур NiFe|Cu|IrMn и NiFe|Ta|IrMn, когда возникает резкое уменьшение поля обменного смещения и коэрцитивной силы, согласно [13]. Перколяционный порог возникает при эффективной толщине для медной прослойки $t_{\text{Cu}} = 0.5$ nm, а для танталовой прослойки $t_{\text{Ta}} = 0.15$ nm. Сплошной слой определялся по изменению сопротивления структуры [13]. До образования сплошной прослойки сопротивление не изменяется. При достижении эффективной толщины меди $t_{\text{Cu}} = 1.3$ nm и тантала $t_{\text{Ta}} = 0.3$ nm сопротивление структуры начинает изменяться. Кроме того, по методу Монте-Карло можно теоретически рассчитать образование сплошного слоя для разных материалов прослойки, подбирая коэффициенты адгезии прослойки к NiFe, как это продемонстрировано в [23].

Под эффективной толщиной прослойки подразумевается количество напыленного материала прослойки, характерное для одного атомного слоя соответствующее достаточному числу атомов для их равномерного распределения и полного покрытия интерфейса NiFe|IrMn. На самом деле эта ситуация никогда не реализуется, поскольку при таком количестве атомов образуются островки толщиной в 2–3–4 и т.д. слоев, так что часть интерфейса остается непокрытой. Эффективная толщина прослоек определялась по значению поля обменного смещения и теоретически предсказывалась по времени напыления при изготовлении гетероструктур.

Измерения спектров рассеяния света методом BLS выполнялись при комнатной температуре в геометрии Дэмона–Эшбаха с обратным рассеянием лазерного пучка (рис. 1). Внешнее магнитное поле H направлено в плоскости образца размерами 5×5 mm² 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-магнитометре, было максимальным (т.е. в направлении поля обменного смещения). Поле обменного смещения максимально для

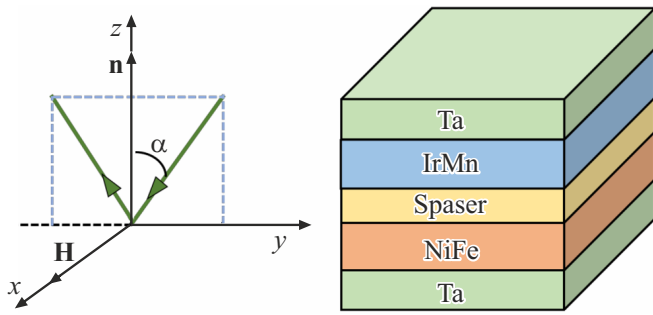


Рис. 1. Схема эксперимента при записи спектров BLS, $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, α — угол падения луча лазера, $\mathbf{n}$ — нормаль.

образца без прослойки и соответствует $H_{\text{ex}} = 120$ Ое. По мере увеличения эффективной толщины прослойки поле обменного смещения уменьшается и при достижении $t_{\text{Cu}} = 1.3$ nm и тантала $t_{\text{Ta}} = 0.3$ nm становится равным нулю [22] при комнатной температуре, что свидетельствует о достижении сплошной прослойки и разрыве прямого обменного контакта. Запись спектров BLS про-

водили в двух ориентациях внешнего магнитного поля $H = +3$ kOe и $H = -3$ kOe относительно направления поля обменного смещения H_{ex} , направленного вдоль оси X в образце. Угол падения луча α составлял 15° относительно нормали к плоскости образца. Для экспериментов BLS внешнее магнитное поле соответствует 3 kOe, то есть гораздо выше значения поля обменного смещения. Поле 3 kOe соответствует тому, что структура находится в насыщении, когда все спины ферромагнетика сонаправлены с внешним магнитным полем. Выбор такого значения внешнего магнитного поля подразумевает, что система находится в ожидаемом состоянии и не внесет нежелательных вкладов в экспериментальные результаты.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2, *a* приведены спектры BLS для NiFe|Cu|IrMn с толщиной прослойки $t_{\text{Cu}} = 0.1$ nm при инверсии внешнего магнитного поля $H = \pm 3$ kOe. Аналогичные спектры BLS наблюдались в NiFe|IrMn и NiFe| t_{Spacer} |IrMn для толщин прослойки $t_{\text{Ta}} = 0.1$ nm и $t_{\text{Cu}} = 0.2, 0.3, 0.4$ nm,

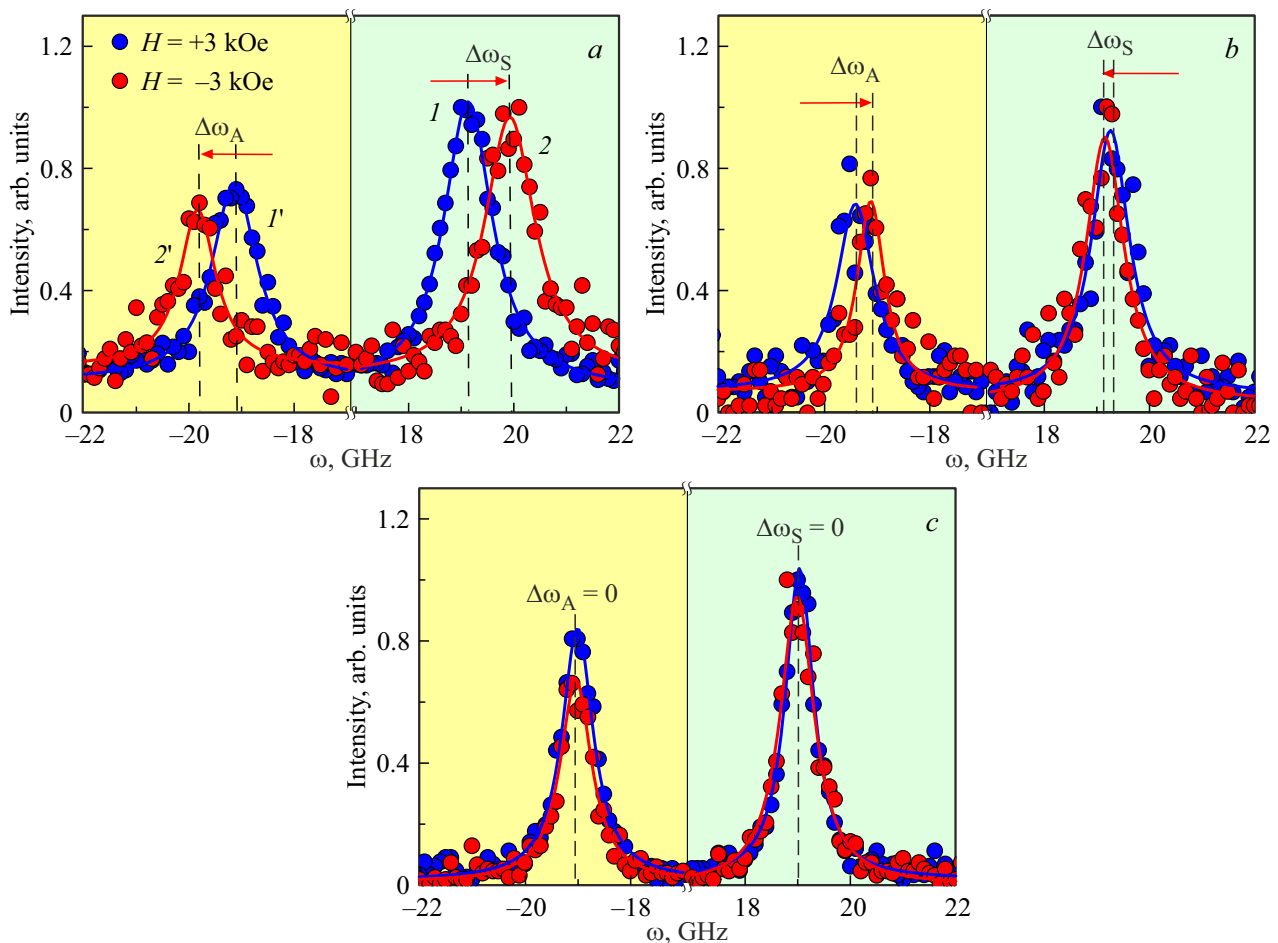


Рис. 2. Спектры BLS для NiFe|Cu|IrMn при инверсии внешнего магнитного поля $H = \pm 3$ kOe *a*) для толщины прослойки $t_{\text{Cu}} = 0.1$ nm; *b*) для толщины прослойки $t_{\text{Cu}} = 0.5$ nm; *c*) для толщины прослойки $t_{\text{Cu}} = 1.3$ nm.

когда образуется и существует островковая структура. При $H = +3$ кОе наблюдаются пики Стокса (1) и анти-Стокса (1'), которые меняют свои частоты при изменении поля на противоположное $H = -3$ кОе и становятся линиями (2) и (2') (рис. 2, а). Наблюдаемый сдвиг частот линий Стокса и анти-Стокса при инверсии внешнего магнитного поля вызван изменением величины эффективного поля, которое включает внешнее магнитное поле и поле прямого и косвенного обменного взаимодействия между NiFe и IrMn.

Для определения резонансной частоты линий Стокса и анти-Стокса спектры BLS всей серии образцов аппроксимировались функцией Лоренца (сплошные линии на рис. 2). Это позволяло определять центры линий и их смещения $\Delta\omega_S$ и $\Delta\omega_A$. Инверсия магнитного поля приводит к смещению пика Стокса на величину $\Delta\omega_S$ и пика анти-Стокса — на величину $\Delta\omega_A$. Эти смещения максимальны для образца без прослойки и немонотонно изменяются с увеличением толщины слоя Cu и Ta. На рис. 2, b приведены спектры BLS для образца $t_{Cu} = 0.5$ nm. Аналогичные спектры BLS наблюдаются в NiFe| t_{Spacer} |IrMn для толщин прослойки $t_{Ta} = 0.15, 0.2, 0.25, 0.3$ nm и $t_{Cu} = 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$ nm. При достижении перколяционного порога (для $t_{Cu} = 0.5$ nm, для $t_{Ta} = 0.15$ nm) знак смещения пиков Стокса и анти-Стокса меняется на противоположный (рис. 2, b). Дальнейшее увеличение толщины прослойки приводит к постепенному уменьшению смещения пиков Стокса и анти-Стокса до нуля. На рис. 2, c приведены спектры BLS для образца $t_{Cu} = 1.3$ nm. Аналогичные спектры BLS наблюдаются в NiFe| t_{Spacer} |IrMn для толщин прослойки $t_{Ta} = 0.5, 1.0, 1.5$ nm и $t_{Cu} = 2.0, 2.5, 5.0$ nm. При заполнении интерфейса NiFe|IrMn прослойкой Cu эффективной толщины 0.5 nm и тантала 0.15 nm достаточно для того, чтобы возник хотя бы один непрерывный путь через островки меди или тантала от одного до противоположного края образца для образования перколяционной структуры (бесконечного фрактала). Образование бесконечного фрактала приводит к резкому уменьшению поля обменного смещения, коэрцитивной силы [13].

Полученные значения сдвигов $\Delta\omega_S$ и $\Delta\omega_A$ усредняли в один массив данных и получали среднюю величину сдвига $\Delta\omega_{S-A}$. На рис. 3 представлена зависимость среднего смещения линий $\Delta\omega_{S-A}$ от t_{Spacer} — эффективной толщины Cu и Ta. Этот параметр характеризует количество напыленного материала прослойки не только для сплошных слоев, но и для островковой структуры и перколяционной сетки.

Эффективная толщина, при которой происходит смена знака среднего смещения резонансных частот рассеяния $\Delta\omega_{S-A}$ как для NiFe|Cu|IrMn, так и для NiFe|Ta|IrMn, совпадает с эффективной толщиной, при которой возникает перколяционный порог для этих структур. Магнонные частоты спиновых волн, распространяющихся в тонком приповерхностном слое ферромагнетика, чувствительны к образованию бесконечного магнитного фрактала на интерфейсе.

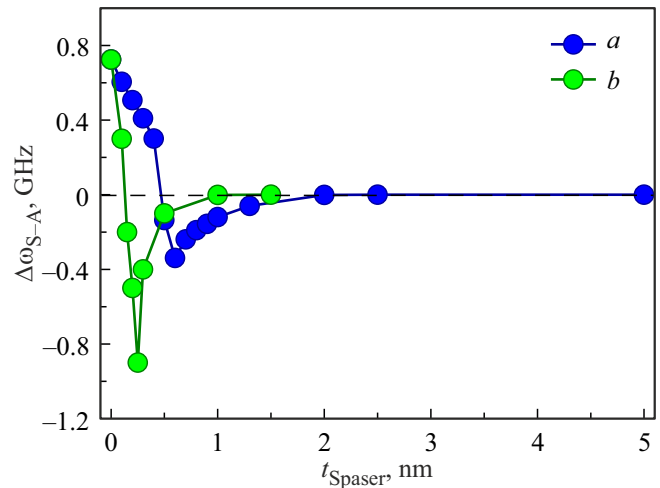


Рис. 3. Зависимость среднего смещения резонансных частот рассеяния $\Delta\omega_{S-A}$ от эффективной толщины t_{Spacer} для а) NiFe|Cu|IrMn и б) NiFe|Ta|IrMn. Погрешности соответствуют размеру точек.

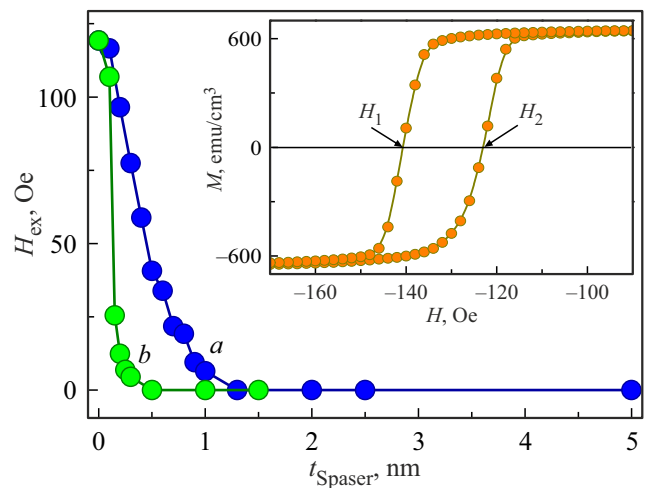


Рис. 4. Зависимость поля обменного смещения от эффективной толщины t_{Spacer} для NiFe|Cu|IrMn (а) и NiFe|Ta|IrMn (б). Погрешности соответствуют размеру точек. На вставке представлена петля гистерезиса для образца NiFe|IrMn при $T = 300$ К с обозначением полей H_1 и H_2 . Намагниченность нормирована на объем NiFe $V = 2.5 \cdot 10^{-7}$ cm³.

На рис. 4 представлена зависимость поля обменного смещения от эффективной толщины прослоек Cu и Ta.

Данная зависимость была построена согласно формуле $H_{ex} = |H_1 + H_2|/2$. При росте эффективной толщины прослойки Cu и Ta монотонно уменьшается прямое обменное взаимодействие между NiFe и IrMn. Отсюда следует, что поле обменного смещения не влияет на смену знака среднего смещения резонансных частот рассеяния $\Delta\omega_{S-A}$. Поле обменного смещения влияет на величину сдвига резонансных частот $\Delta\omega_S$ и $\Delta\omega_A$. Возможной причиной смены знака $\Delta\omega_{S-A}$ является вклад косвенного

обменного взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ) через электроны проводимости Cu и Ta. Энергия этого взаимодействия имеет осциллирующую зависимость от расстояния между взаимодействующими атомами. Амплитуда этих осцилляций, а, следовательно, и максимальные значения ферромагнитного и антиферромагнитного обменов, осуществляемых по механизму РККИ, тем выше, чем выше энергия спин-орбитального взаимодействия в системе. Разницу в амплитуде $\Delta\omega_{SA}$ на рис. 3 между прослойками Cu и Ta можно объяснить разными значениями спин-орбитального взаимодействия у металлов Cu и Ta. Хорошо известно, что у металлов, таких как Pt, Ir, Ta и т.д., наличие f -оболочки, обладающей высоким значением орбитального момента, позволяет усиливать обмен между слоями магниторезистивных элементов за счет увеличенной энергии спин-орбитального взаимодействия по сравнению с металлами Cu, Ni, Fe и т.д.

Таким образом, величина сдвига резонансных частот $\Delta\omega_S$ и $\Delta\omega_A$ при инверсии внешнего магнитного поля зависит от значения поля обменного смещения, смена знака $\Delta\omega_{SA}$ зависит от косвенного обменного взаимодействия РККИ, а эффективная толщина, при которой происходит смена знака $\Delta\omega_{SA}$, соответствует эффективной толщине, при которой образуется бесконечный фрактал.

4. Заключение

Обнаружено, что при достижении эффективной толщины немагнитной прослойки перколяционного порога происходит смена знака магнитных частот спиновых волн в структурах NiFe/Cu/IrMn и NiFe/Ta/IrMn. Постепенное заполнение интерфейса NiFe/Spacer/IrMn атомами прослойки приводит к уменьшению значения сдвига резонансных частот линий Стокса и анти-Стокса, что соответствует монотонному уменьшению поля обменного смещения. Инверсия знака направления сдвига резонансных частот исчезает при достижении сплошного слоя прослойки. Смена знака магнитных частот спиновых волн зависит от образования островковых перемычек прослойки между слоями NiFe и IrMn в поперечном направлении по мере увеличения толщины прослойки, а также от неровностей в слое NiFe в продольном направлении. Магнитное дипольное взаимодействие между неровностями пленки NiFe делает структуру интерфейса эквивалентной трехмерному магнитному фракталу.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-20157 (<https://rscf.ru/project/22-19-20157/>) и гранта в форме субсидии из бюджета Калининградской области № 11-С/2024.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.L. Stamps. J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, 3, 444 (2001).
- [2] P.K. Manna, S.M. Yusuf. Phys. Rep. **535**, 2, 61 (2014).
- [3] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak. Rev. Mod. Phys. **90**, 1, 015005 (2018).
- [4] Y. Guo, Y. Ouyang, N. Sato, C.C. Ooi, S.X. Wang. IEEE Sensors **17**, 11, 3309 (2017).
- [5] A. Elzawy, H. Pişkin, N. Akdoğan, M. Volmer, G. Reiss, L. Marnitz, A. Moskaltsova, O. Gurel, J.-M. Schmalhorst. J. Phys. D: Appl. Phys. **54**, 35, 353002 (2021).
- [6] S.M. Rezende, A. Azevedo, M.A. Lucena, F.M. de Aguiar. Phys. Rev. B **63**, 21, 214418 (2001).
- [7] R.L. Rodriguez-Suárez, L.H. Vilela-Leão, T. Bueno, A.B. Oliveira, J.R.L. Almeida, P. Landeros, S.M. Rezende, A. Azevedo. Phys. Rev. B **83**, 22, 224418 (2011).
- [8] L. Thomas, A.J. Kellock, S.S.P. Parkin. J. Appl. Phys. **87**, 9, 5061 (2000).
- [9] J. Sort, F. Garcia, B. Rodmacq, S. Auffret, B. Dieny. J. Magn. Magn. Mater. **272–276**, Part 1, 355 (2004).
- [10] K. Li, Z. Guo, G. Han, J. Qiu, Y. Wu. J. Appl. Phys. **93**, 10, 6614 (2003).
- [11] A.D. Henriksen, G. Rizzi, M.F. Hansen. J. Appl. Phys. **119**, 9, 093910 (2016).
- [12] E. Byon, T.W.H. Oates, A. Anders. Appl. Phys. Lett. **82**, 10, 1634 (2003).
- [13] М.В. Бахметьев, А.Д. Таланцев, Р.Б. Моргунов. ЖЭТФ **159**, 5, 963 (2021). [M.V. Bakhmetiev, A.D. Talantsev, R.B. Morgunov. JETP **132**, 5, 852 (2021).]
- [14] C.-W. Nan, Y. Shen, J. Ma. Annu. Rev. Mater. Res. **40**, 131 (2010).
- [15] I.J. Youngs. J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, 23, 3127 (2002).
- [16] Q. Li, T. Li, J. Wu. J. Colloid Interface Sci. **239**, 2, 522 (2001).
- [17] N.I. Lebovka, S. Tarafdar, N.V. Vygodnitskii. Phys. Rev. E **73**, 3, 031402 (2006).
- [18] D.S. McLachlan, C. Chitame, W.D. Heiss, J. Wu. Physica B **338**, 1–4, 261 (2003).
- [19] P. Miltényi, M. Gruyters, G. Güntherodt, J. Nogués, I.K. Schuller. Phys. Rev. B **59**, 5, 3333 (1999).
- [20] C. Mathieu, M. Bauer, B. Hillebrands, J. Fassbender, G. Güntherodt, R. Jungblut, J. Kohlhepp, A. Reinders. J. Appl. Phys. **83**, 5, 2863 (1998).
- [21] R.L. Rodriguez-Suárez, A.B. Oliveira, F. Estrada, D.S. Maior, M. Arana, O. Alves Santos, A. Azevedo, S.M. Rezende. J. Appl. Phys. **123**, 4, 043901 (2018).
- [22] M. Bakhmetiev, A. Talantsev, A. Sadovnikov, R. Morgunov. J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 10, 105001 (2022).
- [23] Р.Б. Моргунов, М.В. Бахметьев, А.Д. Таланцев. ФТТ **62**, 11, 1774 (2020). [R.B. Morgunov, M.V. Bakhmetiev, A.D. Talantsev. Phys. Solid State **62**, 11, 1991 (2020).]

Редактор Е.В. Толстякова