

06.1;13.1

Спин-волновой резонанс в синтетическом антиферромагнетике $[(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}]_N$

© И.Г. Важенина¹, Р.С. Исхаков¹, М.А. Миляев², Л.И. Наумова², М.В. Рауцкий¹¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Поступило в Редакцию 26 июня 2020 г.

В окончательной редакции 27 июля 2020 г.

Принято к публикации 27 июля 2020 г.

Методом спин-волнового резонанса исследован синтетический антиферромагнетик $[(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}]_N$ во всем диапазоне углов внешнего постоянного магнитного поля относительно нормали к поверхности пленки. Исследования демонстрируют, что рассматриваемая сверхрешетка представляет собой две обменно-связанные магнитные подсистемы, каждая из которых проявляется в регистрируемых спектрах в виде серий спин-волновых мод. Установлена зависимость величины линейной области распространения стоячей спиновой волны от ориентации образца во внешнем магнитном поле.

Ключевые слова: спин-волновой резонанс, синтетический антиферромагнетик, константа обменного взаимодействия.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.21.50193.18433

Сверхрешетки $[\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Cu}]_N$ обладают уникальным сочетанием определенных магнитных свойств, которое позволяет использовать их в магнитных сенсорах с рекордными техническими параметрами [1–3]. Результаты исследований микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта (μGMR) [1–3] демонстрируют эффективность электродинамических методик сантиметрового диапазона длин волн для описания электромагнитных свойств сверхрешеток.

Традиционными методами измерения динамических характеристик магнитных систем являются методы ферромагнитного (ФМР) и спин-волнового резонанса (СВР) [4–6]. Угловые зависимости спектров СВР и ФМР позволяют определить такие параметры магнитной системы, как эффективная намагниченность M_{eff} , константа обменного взаимодействия A , константы ортогональной анизотропии и анизотропии в плоскости пленки, константа поверхностной анизотропии.

Результаты теоретических [7,8] и экспериментальных [9,10] исследований динамических характеристик мультислойных структур демонстрируют зависимость формы спектра как от структурных (толщины слоев и их количества), так и от магнитных (величины намагниченности, поля анизотропии) параметров отдельного слоя [11]. Таким образом, методы ФМР и СВР позволят установить интегральные магнитные параметры планарной сверхрешетки $[\text{CoFe}/\text{Cu}]$ и оценить их взаимосвязь с другими эффектами, наблюдаемыми на данных композитах [12].

Исследованы динамические свойства сверхрешетки $[(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}]_N$ с толщиной немагнитной прослойки $t_s = 0.95 \text{ nm}$. Образец синтезировался методом магнетронного напыления с использованием установки MPS-4000-C6 [13]. В качестве подло-

жек использовалось стекло Corning. Образец представлял собой планарную наноструктуру с композицией $\text{Ta}(5 \text{ nm})/\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(5 \text{ nm})/[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.5 \text{ nm})/\text{Cu}(0.95 \text{ nm})]_{24}/\text{Ta}(5 \text{ nm})$.

Рентгеновские исследования на дифрактометре ДРОН-3М с использованием $\text{CoK}\alpha$ -излучения показали, что сверхрешетка обладает совершенной структурой слоев с ГЦК-решеткой и аксиальной текстурой $\langle 111 \rangle$ с осью, нормальной к плоскости слоев. Результаты измерения микроволнового GMR исследуемой структуры представлены в [3]. Согласно зависимостям $M(H)$, измеренным для подобных структур [13], величина поля насыщения принимает значения в диапазоне 200–300 Ое при различных составах буферного слоя.

Измерения СВЧ-спектров пленок было выполнено на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометре ELEXSYS E580 Bruker, Германия) при комнатной температуре в X-диапазоне (частота накачки резонатора $f = 9.47 \text{ GHz}$), образец помещался в пучность переменного магнитного поля h_{\sim} проходного резонатора. Постоянное магнитное поле \mathbf{H} изменялось как в плоскости пленки по углу φ , так и в плоскости, параллельной нормали пленки, при различных значениях угла θ , который отсчитывался от нормали к плоскости пленки.

Зависимость положений резонансных полей H_n от волнового вектора k , который связан с номером моды n выражением $k = n\pi/d$ (d — толщина пленки, n принимает значения 1, 3, 5, ... для объемных спиновых мод и $n = 0$ для однородной моды ФМР), при $\theta = 90^\circ$ имеет вид [14]:

$$H_n = \left\{ \left[\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + (2\pi M_{eff})^2 \right]^{1/2} - 2\pi M_{eff} \right\} - \eta_{eff} k_n^2. \quad (1)$$

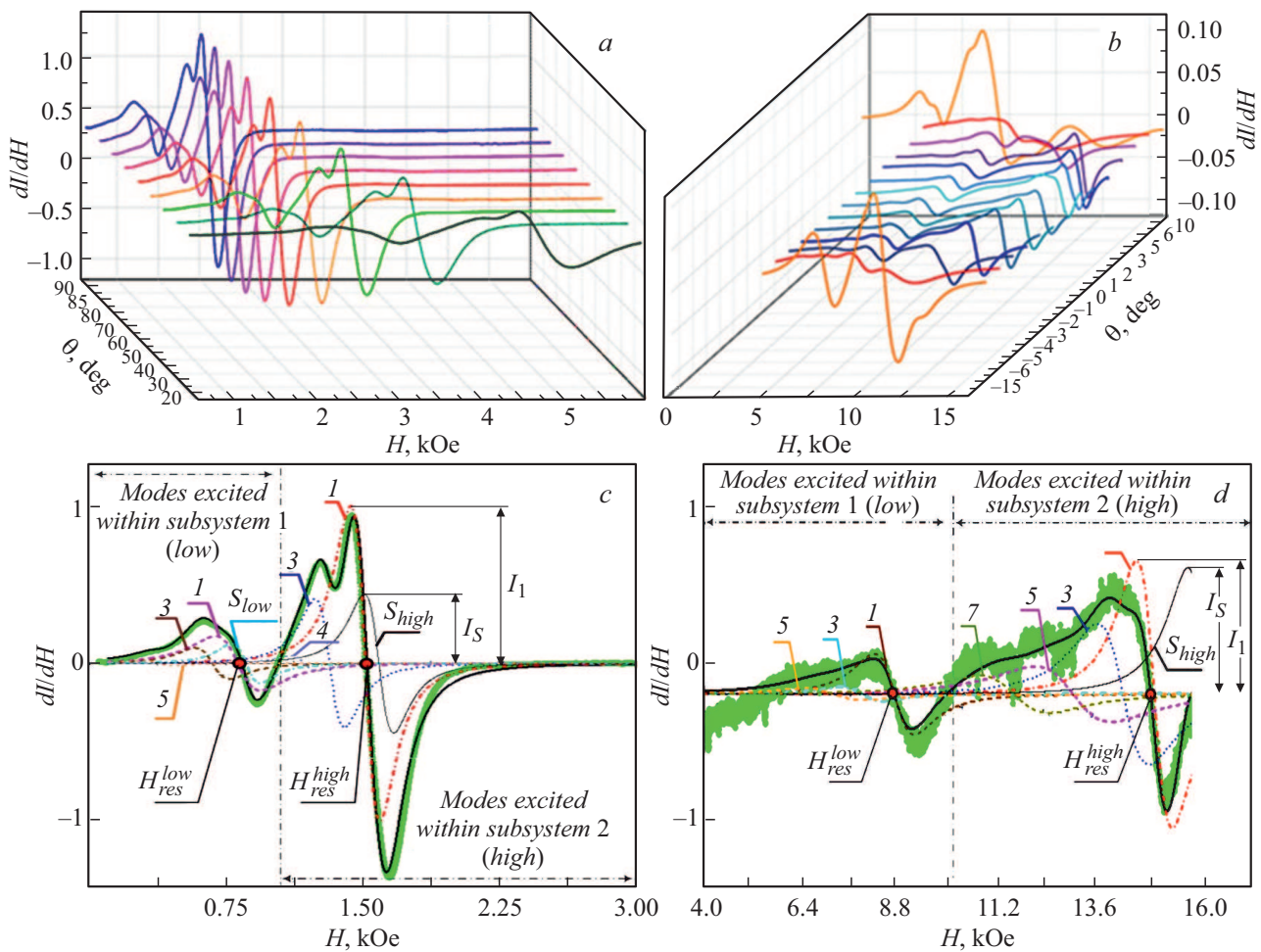


Рис. 1. Эволюция спектров в диапазоне углов от 90° до 20° (a) и от 10° до -15° (b), а также пример разложения экспериментальных спектров при $\theta = 90^\circ$ (c) и 0° (d). Буквой *S* обозначены поверхностные моды, буквой *I* — интенсивности поверхностной и первой объемной мод. Линиями (на частях c и d), обозначенными арабскими цифрами, отмечены объемные стоячие спиновые моды.

Позиции резонансных полей H_n при $\theta = 0^\circ$ определяют-ся как [15]:

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

где $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота [s^{-1}], $\gamma = 1.758 \cdot 10^7$ [Hz/Oe] — гиромангнитное соотношение, $\eta_{eff} = 2A/M_s$ — спин-волновая жесткость [$\text{Oe} \cdot \text{cm}^2$], связанная с константой обменного взаимодействия A [erg/cm], M_s — намагниченность насыщения.

Вне зависимости от геометрии эксперимента СВР ($\theta = 0$ или 90°) эффективная обменная жесткость в полевых координатах вычисляется по формуле

$$\tilde{\eta}_{eff} = \frac{H_1 - H_n}{n^2 - 1}. \quad (3)$$

Вклад анизотропии можно оценить из уравнений ФМР для магнитно-анизотропных материалов, полученных в приближении эффективных полей [15], для $\theta = 90^\circ$

$$\frac{\omega}{\gamma} = \left[(H + H_{eff})(H + H_u) \right]^{1/2} \quad (4)$$

и для $\theta = 0^\circ$

$$\frac{\omega}{\gamma} = \left[(H - H_{eff})(H - H_{eff} - H_u) \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь $H_{eff} = 4\pi M_s + H_K$ — эффективное поле, учитывающее влияние упругих напряжений, H_u — поле одноосной анизотропии.

Кривые СВЧ-поглощения синтетического антиферромагнетика $[\text{CoFe}/\text{Cu}]_N$ при ориентации поля в плоскости пленки ($\theta = 90^\circ$) демонстрируют сложный спектр с неизменной структурой (одинаковые значения резонансного поля и ширины линии отдельных составляющих спектра) во всем диапазоне углов φ , что свидетельствует об изотропности магнитных параметров в плоскости пленки. Кривые СВЧ-поглощения, когда внешнее постоянное магнитное поле H изменяется относительно нормали к плоскости пленки, имеют вид сложного составного спектра во всем диапазоне углов θ (рис. 1, a и b). Экспериментальные СВЧ-спектры были разложены на составляющие с помощью дифференцированных функций Лоренца (см. пример на рис. 1, c и d).

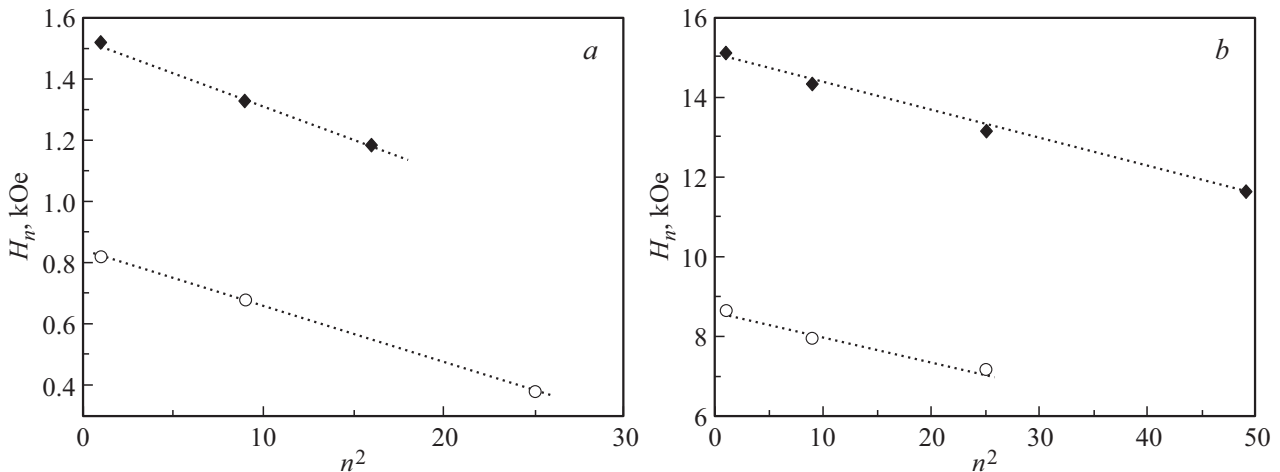


Рис. 2. Экспериментальные дисперсионные зависимости $H_n(n^2)$ для случая $\theta = 90^\circ$ (a) и 0° (b). Ромбами отмечены значения для высокополевой части спектра, кружками — для низкополевой части спектра.

Анализ спектров позволяет сделать следующие выводы: во всем измеряемом диапазоне углов в пленке возбуждаются как стоячие объемные спиновые моды, так и поверхностные; спектр СВЧ при любом угле θ состоит из двух частей: низкополевой и высокополевой. Наличие в спектрах СВЧ двух частей, описываемых отдельными сериями объемных стоячих спиновых мод, дает основание рассматривать сверхрешетку как две магнитные подсистемы с различными величинами магнитных параметров. Способность методов ФМР и СВР фиксировать двухфазность продемонстрирована в [14,16].

Аппроксимация экспериментальных зависимостей $H_n(n^2)$ при $\theta = 90^\circ$ и 0° (рис. 2) позволяет определить величины резонансных полей ФМР ($n = 0$), а выражения (4) и (5) позволяют оценить M_S и H_u для каждой подсистемы (см. таблицу).

С помощью (3) и зависимостей $H_n(n^2)$ (рис. 2) были рассчитаны величины эффективной обменной жесткости $\tilde{\eta}_{eff}$: $\tilde{\eta}_{eff}^\perp \approx 80$ Oe для обеих подсистем в случае $\theta = 0^\circ$ и $\tilde{\eta}_{eff}^\parallel \approx 20$ Oe для обеих подсистем в случае $\theta = 90^\circ$. В то же время известно, что в однородных пленках экспериментальные значения η_{eff} в обеих геометриях получаются равными [14]. Разницу в экспериментальных значениях $\tilde{\eta}_{eff}$ можно объяснить изменением линейного размера планарной области, в которой происходит возбуждение стоячей спиновой волны, т.е. некой эффективной толщины подсистемы d_{eff}^i . Последнее указывает, что для $\theta = 0$ и 90° эффективное закрепление обменной спиновой волны осуществляется внутри пленки, но при

различных толщинах d_{eff}^i . В [17] обсуждалась возможность формирования узлов обменной спиновой волны внутри мультислойной пленки внутренними граничными условиями, а не традиционными киттелевскими граничными условиями на внешних поверхностях пленки. Особенности спектров СВР в двухслойных пленках, вызванные смещением узла стоячей спиновой волны с межслойной границы, экспериментально регистрировались в работе [18]. Мы предполагаем, что величина d_{eff}^i в различных геометриях меняется вдвое, что следует из экспериментально обнаруженного соотношения $(\tilde{\eta}_{eff}^\perp / \tilde{\eta}_{eff}^\parallel) = 4$ (см. дополнительные материалы в онлайн-версии статьи).

Предполагая, что при $\theta = 90^\circ$ $d_{eff}^i = 58.8$ nm, и используя величину намагниченности насыщения $M_{S\,high}$ из таблицы и выражение (3), получим величину эффективной константы обменного взаимодействия $A_{eff} \sim 0.4 \cdot 10^{-7}$ erg/cm. Заметим, что величина A_{eff} для пленок ГЦК-Co (200 nm) оценивается как $1.3 \cdot 10^{-6}$ erg/cm [10]; при уменьшении толщины Co величина A_{eff} может уменьшиться на порядок [19]. Сильное отличие A_{eff} для мультислойных систем с ультратонким слоем CoFe (~ 1.5 nm) при толщине немагнитной прослойкой Cu ~ 0.95 nm от аналогичного параметра однослойных пленок объясняется интегральным вкладом в данный параметр парциальных обменных взаимодействий отдельных ферромагнитных слоев и парциального обмена между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку.

Магнитные параметры

Магнитные параметры		Подсистема 1	Подсистема 2
Резонансные поля ФМР	$\theta = 90^\circ$	$H_{0\,low}^\parallel = 840$ Oe	$H_{0\,high}^\parallel = 1550$ Oe
	$\theta = 0^\circ$	$H_{0\,low}^\perp = 8700$ Oe	$H_{0\,high}^\perp = 15\,100$ Oe
Намагниченность насыщения		$M_{S\,low} = 870$ G	$M_{S\,high} = 939$ G
Поле одноосной кристаллической анизотропии		$H_{u\,low} \approx 3$ Oe	$H_{u\,high} \approx -730$ Oe

Сверхрешетка $[(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}]_N$ толщиной ~ 60 nm (в отличие от аналогичной системы толщиной ~ 30 nm) представляет собой две обменно-связанные магнитные подсистемы, которые проявляются в виде двух наборов спиновых обменных стоячих мод в спектре СВР во всем диапазоне угла θ . Подсистемы обладают разными по знаку и величине одноосными перпендикулярными константами анизотропии. Обнаружено изменение величины линейной области распространения обменной спиновой волны в сверхрешетке в зависимости от ориентации пленки во внешнем постоянном магнитном поле. Выявленные особенности магнитной системы могут стать механизмом для управления величиной GMR при синтезе сверхрешеток.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ (тема „Спин“ № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-42-660018).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Устинов В.В. // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. В. 5. С. 960–968.
- [2] Kuanr B.K., Kuanr A.V., Grünberg P., Nimtz G. // Phys. Lett. A. 1996. V. 221. P. 245–252.
- [3] Ринкевич А.Б., Пахомов Я.А., Кузнецов Е.А., Клепикова А.С., Милев М.А., Наумова Л.И., Устинов В.В. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. В. 5. С. 42–44.
- [4] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [5] Ферромагнитный резонанс / Под ред. С.В. Вонсовский. М.: Физматгиз, 1961. 343 с.
- [6] Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 221 с.
- [7] Ignatchenko V.A., Mankov Y.I., Maradudin A.A. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 2181–2184.
- [8] Kruglyak V.V., Kuchko A.N. // Physica B. 2003. V. 339. P. 130–133.
- [9] Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Чижик М.В. // ФТТ. 2012. Т. 54. В. 4. С. 704–708. <http://journals.ioffe.ru/articles/580>
- [10] Исхаков Р.С., Мороз Ж.М., Чеканова Л.А., Шалыгина Е.Е., Шенета Н.А. // ФТТ. 2003. Т. 45. В. 5. С. 846–851. <http://journals.ioffe.ru/articles/4617>
- [11] Khodadadi B., Mohammadi J.B., Jones J.M., Srivastava A., Mewes C., Mewes T., Kaiser C. // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 8. P. 014024.
- [12] Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Важенкина И.Г., Милев М.А. // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. В. 1. С. 139–150. <https://doi.org/10.31857/S0044451020070135>
- [13] Банникова Н.С., Милев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Чернышева Т.А., Устинов В.В. // ФММ. 2015. Т. 116. № 2. С. 165–170.
- [14] Исхаков Р.С., Середкин В.А., Чеканова Л.А., Яковчук В.Ю. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. В. 11. С. 779–783.
- [15] Kittel C. // Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 1295–1297.
- [16] Morales M.A., Lassri H., Biondo A., Rossi A.M., Baggio-Saitovitch E. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 256. P. 93–99. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00386-4](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00386-4)
- [17] Poimanov V.D., Kuchko A.N., Kruglyak V.V. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 104418.
- [18] Исхаков Р.С., Яковчук В.Ю., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Середкин В.А. // ФТТ. 2001. Т. 43. В. 8. С. 1462–1466. <https://journals.ioffe.ru/articles/38276>
- [19] Исхаков Р.С., Шенета Н.А., Комогоорцев С.В., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Бондаренко Г.Н., Мальцев В.К., Балаев А.Д. // ФММ. 2003. Т. 95. № 3. С. 37–42.