06

Биквадратичное межслоевое взаимодействие в трехслойных пленках CoNi/Si/FeNi

© *Г.С. Патрин*[1,2], *Я.А. Вахитова*[2], *Я.Г. Шиян*[1,2], *А.В. Кобяков*[1,2], *В.И. Юшков*[1]

[1] Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
[2] Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия
E-mail: patrin@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 2 октября 2024 г.
В окончательной редакции 29 октября 2024 г.
Принято к публикации 29 октября 2024 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований методом электронного магнитного резонанса трехслойных пленок CoNi/Si/FeNi, где один слой является магнитожестким, а другой — магнитомягким. Обнаружено, что введение немагнитной полупроводниковой прослойки кремния существенно влияет на межслоевое взаимодействие. При изучении угловых зависимостей резонансных полей, относящихся к разным подсистемам, получено прямое наблюдение биквадратичного межслоевого взаимодействия, величина которого зависит как от толщины прослойки кремния, так и от температуры измерения.

Ключевые слова: магнитный резонанс, обменное взаимодействие, трехслойные пленки, биквадратичное взаимодействие.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.04.59844.20134

Магнитные наноразмерные многослойные пленочные системы с различными чередующими слоями привлекают к себе внимание как из-за большого разнообразия наблюдаемых в них явлений, так и в силу возможных практических приложений. Значительная часть устройств и приборов, использующих магнитные слоистые структуры, действует на основе эффектов спинзависимого транспорта. В этом направлении перспективными представляются структуры, где сопрягаются материалы с различными физическими свойствами, например магнетик и полупроводник [1]. Эффективность управления транспортными свойствами определяется межслоевыми взаимодействиями и состоянием интерфейсов между различными слоями. К настоящему времени достигнуты значительные успехи в понимании механизмов межслоевых взаимодействий и их роли для магнитозависимого транспорта [2]. С момента создания многослойных магнитных пленок с наноразмерными толщинами слоев были установлены различные механизмы межслоевых взаимодействий [3]. Одним из видов взаимодействий оказалось биквадратичное межслоевое взаимодействие, что в первых экспериментах [4] магнитостатическими и магнитооптическими методами было зафиксировано по наличию перпендикулярной доменной структуры в пленках Fe/Cr/Fe. Было установлено [5], что в определенном интервале толщин прослойки хрома биквадратичное взаимодействие превышает билинейное. В сверхрешетках $[Fe/Cr]_n$ методом магнитного резонанса было установлено [6], что особенности поведения резонансного спектра объясняются при учете биквадратичного обмена и магнитной анизотропии четвертого порядка. Обнаружен микроволновой гигантский магниторезистивный эффект, проведен его анализ с учетом билинейного и биквадратичного вкладов в энергию межслоевого взаимодействия [7]. Также в структурах с клинообразной прослойкой хрома методами магнитостатики, магнитооптического эффекта Керра и мандельштам–бриллюэновского рассеяния света наблюдалось температурно-зависимое поведение как билинейного, так и биквадратичного взаимодействия [8,9]. Такой же тип взаимодействия реализуется в пленках Fe/Me/Fe (Me = Al, Au) [9], причем в пленках с малой толщиной прослойки Al происходит быстрое уменьшение константы биквадратичного взаимодействия при повышении температуры [10]. В сверхрешетках $[Fe/FeSi]_n$ [11] и структурах с полупроводниковой прослойкой Fe/Si/Fe [12] также наблюдалось температурно-зависимое биквадратичное взаимодействие.

В нашем случае выбор объекта исследования определялся тем, что пленочные структуры CoNi/Si/FeNi обладают рядом интересных свойств. Во-первых, ранее в них было обнаружено сосуществование эффектов магнитной пружины и обменного смещения [13], а во-вторых, наличие полупроводниковой прослойки дает основание ожидать температурно- и/или магнитозависимых межслоевых взаимодействий.

Пленки напылялись на стеклянную подложку на сверхвысоковакуумной установке магнетронного напыления фирмы „Omicron“ (с системой контроля толщины пленок в процессе роста) при базовом давлении 10^{-10} Torr. Содержание никеля в слое CoNi составляло 19.5 at.%, а в слое FeNi — 83 at.%. Толщина слоя CoNi составляла $t_h = 53$ nm и выбиралась исходя из тех соображений, чтобы он проявлял свойства магнитожесткого слоя при измерениях в доступных магнитных полях. Толщина магнитомягкого слоя FeNi была $t_s = 72$ nm. Для немагнитного полупроводникового слоя использовались следующие толщины: $t_{Si} = 2.4$ и 3.3 nm. При

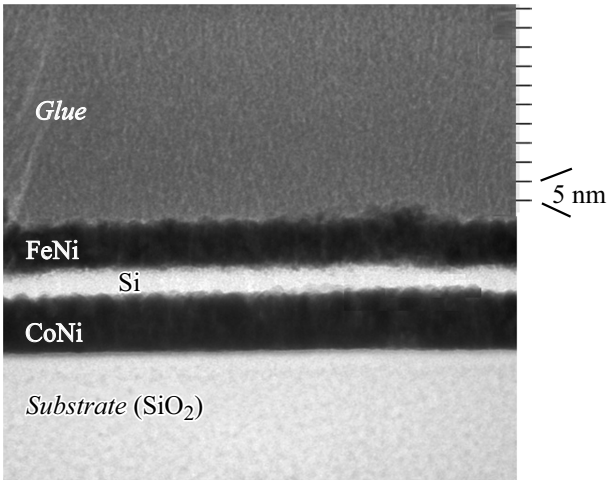

Рис. 1. Поперечный срез пленки CoNi/Si/FeNi.

напылении слоя CoNi для лучшей адгезии с подложкой и наведения одноосной анизотропии температура подложки была 450 K, затем подложка охлаждалась до 373 K. Слой кремния и слой пермаллоя напылялись при этой температуре подложки, чтобы исключить (минимизировать) образование силицидов. Скорость осаждения слоев $V \approx 0.15$ nm/s. Для наведения оси магнитной анизотропии напыление и последующее охлаждение происходило в магнитном поле (~ 16 kA/m). Отношение величин магнитной анизотропии магнитожесткого и магнитомягкого материалов при комнатной температуре составляет около двух порядков и при понижении температуры только растет. Угол, определяющий направление внешнего магнитного поля, отсчитывался от легкого направления намагниченности в плоскости пленки. Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические исследования поперечного среза были выполнены на электронном микроскопе JEOL JEM-2100 (при подготовке образца на установке Gatan PIPS). Наличия следов фаз силицидов не обнаружено. Также было получено, что пленка CoNi была поликристаллической и находилась в гексагональной фазе. Измерения спектров электронного магнитного резонанса проводились на спектрометре Bruker E 580 CW EPR, действующем на СВЧ-частоте 9.48 GHz.

На рис. 1 приведено изображение поперечного среза пленки CoNi/Si/FeNi, где толщины магнитных слоев и кремния для большей наглядности сделаны сравнимыми. Видно, что границы раздела между слоем кремния и обоими магнитными слоями являются четкими, и нет признаков наличия сплава переходного металла и кремния.

Измерения магнитного резонанса одиночных слоев показывают, что магнитный момент лежит в плоскости пленки, и в плоскости пленок имеет место одноосная наведенная анизотропия. Поля анизотропии при комнатной температуре, полученные по данным электронного магнитного резонанса, имеют величины порядка ~ 20 kA/m

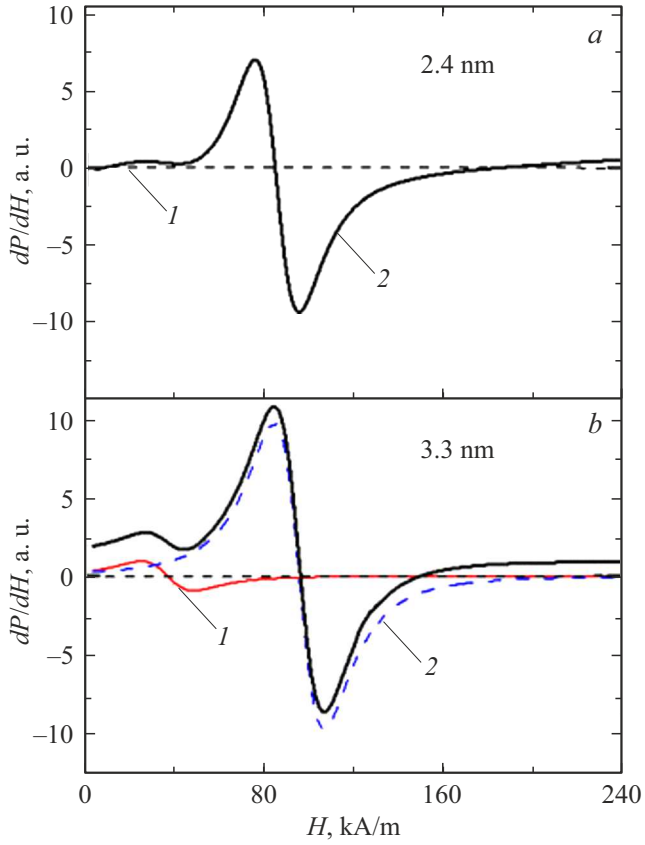

Рис. 2. Резонансный спектр пленок CoNi/Si/FeNi. $t_{Si} = 2.4$ (*a*) и 3.3 nm (*b*). *1, 2* — пики, приписываемые CoNi- и FeNi-слоям соответственно. Сплошная линия — эксперимент. $T = 10$ K.

для CoNi и ≤ 100 A/m для FeNi, что приблизительно совпадает с величиной коэрцитивной силы [13]. В случае двухслойной структуры CoNi/FeNi между слоями реализуется ферромагнитное взаимодействие.

Ситуация существенно изменяется, когда между магнитожестким слоем (CoNi) и магнитомягким слоем (FeNi) вводится немагнитная кремниевая прослойка. Если магнитные энергии отдельных слоев значительно больше энергии межслоевого взаимодействия, то наблюдаемые пики резонансного поглощения можно генеалогически приписать слоям CoNi и FeNi. Обозначим эти пики соответственно как низкополевой (*1*) и высокополевой (*2*). В трехслойной структуре местоположение резонансных пиков (H_r), присущих разным магнитным слоям, заметно сдвигается. При малых толщинах кремния ($t_{Si} = 2.4$ nm) пик, приписываемый слою CoNi, сдвигается в область нулевых полей (кривая *1* на рис. 2, *a*), из-за чего нет возможности извлечь параметры резонансного поглощения. При увеличении толщины кремниевой прослойки ($t_{Si} = 3.3$ nm) оба пика прописываются отчетливо (рис. 2, *b*).

При изучении угловых зависимостей резонансных полей было обнаружено, что кривые, соответствующие слоям CoNi и FeNi в составе структуры, ведут себя по-разному при изменении направления внешнего маг-

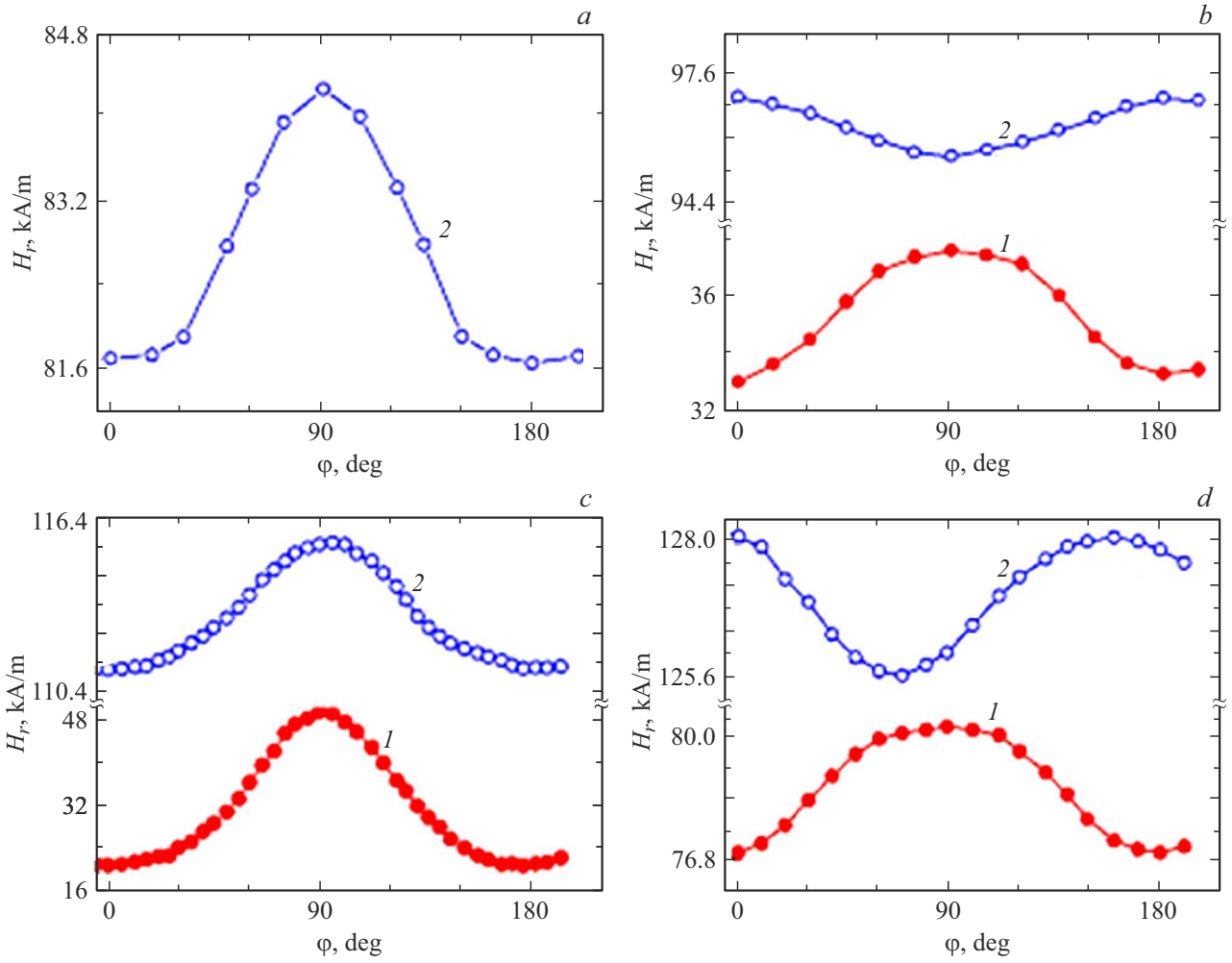

Рис. 3. Угловые зависимости величин резонансных полей пленок CoNi/Si/FeNi. $t_{Si} = 2.4$ (a, c) и 3.3 nm (b, d). $T = 10$ (a, b) и 293 K (c, d). *1, 2* — пики, приписываемые CoNi- и FeNi-слоям соответственно. Магнитное поле лежит в плоскости пленки.

нитного поля в плоскости пленки (рис. 3). Получено, что для пленки с $t_{Si} = 2.4$ nm линия СВЧ-поглощения от слоя CoNi появляется при $T > 150$ K, а при более высоких температурах оба пика имеют одинаковые угловые зависимости (рис. 3, *a* и *c*). Для пленки с $t_{Si} = 3.3$ nm обе линии существуют во всем диапазоне температур, но угловые зависимости для резонансных пиков каждого слоя трансформируются при повышении температуры (рис. 3, *b* и *d*): минимум резонансного поля пика *1* при низких температурах приходится на угол $\varphi = 0$, тогда как для пика *2* при этом угле имеет место максимум величины H_r. Это означает, что намагниченности слоев CoNi и FeNi имеют перпендикулярные равновесные направления. При дальнейшем увеличении температуры происходит смещение пика подсистемы FeNi относительно пика CoNi.

Как известно [14], поле магнитной внутриплоскостной анизотропии FeNi имеет величину не более 100 A/m, поэтому ориентация намагниченности этого слоя в трехслойной структуре будет определяться магнитными взаимодействиями со слоем CoNi и внешним магнитным полем. Ориентация намагниченности слоя CoNi задается подмагничивающим полем в процессе напыления, что и определяет ось анизотропии легкого намагничивания. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитожесткий слой (CoNi) ориентируется вдоль легкого направления, а угол направления магнитомягкого слоя (FeNi) будет определяться соотношением $\cos(\varphi_{FeNi}) = -J_1/(2J_2)$ [15], где J_1 и J_2 — константы билинейного и биквадратичного межслоевых взаимодействий (при условии отрицательного биквадратичного взаимодействия). Положение максимума резонансного поля линии *2* на угловой зависимости при $T = 10$ K приходится на $\varphi_{FeNi} = \pi/2$, значит, $|J_2| \gg |J_1|$. Факт смещения этого максимума при изменении температуры означает, что параметры межслоевого взаимодействия являются зависящими от температуры.

В настоящее время основными механизмами, ответственными за возникновение биквадратичного взаимодействия, являются: 1) квантовая интерференция [16]; 2) флуктуационный механизм [17]; 3) механизм „свободного спина“ („loose spin“ model) [18]; 4) магнитодиполь-

ный механизм [19]. Если принять во внимание соотношение величин $J_1/(2J_2)$ в нашем случае, то механизмы 1 и 2 дают осциллирующий характер взаимодействия в зависимости от толщины немагнитной прослойки, но вклад биквадратичного взаимодействия при этом недостаточный для наблюдаемого эффекта. Механизм 4 дает осцилляции взаимодействия в латеральном направлении и спадающую величину в зависимости от толщины немагнитного слоя. Теория на основе свободных интерфейсных спинов [18] (механизм 3) в принципе описывает зависимость как от толщины немагнитного слоя, так и от температуры. Однако в нашем случае (немагнитного полупроводникового слоя) последнее обстоятельство, скорее всего, связано с полупроводниковыми свойствами, а именно с ростом числа носителей заряда в немагнитном слое и, как следствие, числа переносчиков взаимодействия между магнитными слоями.

Таким образом, в работе установлено, что наличие полупроводниковой прослойки кремния в составе трехслойной структуры с магнитожестким (CoNi) и магнитомягким (FeNi) слоями существенно влияет на магнитное состояние структуры, а именно:

— толщина полупроводниковой прослойки влияет на межслоевое взаимодействие в трехслойной структуре CoNi/Si/FeNi;

— с помощью прямых измерений установлено, что между магнитожестким и магнитомягким слоями имеет место биквадратичное межслоевое взаимодействие;

— параметры межслоевого взаимодействия зависят от температуры.

Благодарности

Спектры электронного магнитного резонанса получены с помощью оборудования EPR Spectrometer ELEXSYS E580 (Bruker, Germany) Красноярского регионального центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

Финансирование работы

Исследования выполнены в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ в Сибирском федеральном университете (номер проекта FSRZ-2023-0008).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.A.C. Bland, A. Hirohata, C.M. Guertler, Y.B. Xu, M. Tselepi, J. Appl. Phys., **89** (11), 6740 (2001). DOI: 10.1063/1.1361045

[2] P. Grünberg, D.E. Bürgler, H. Dassow, A.D. Rata, C.M. Schneider, Acta Mater., **55** (4), 1171 (2007). DOI: 10.1016/j.actamat.2006.10.002

[3] B. Heinrich, in *Magnetic heterostructures. Advances and perspectives in spinstructures and spintransport*, ed. by H. Zabel, S.D. Bader (Springer, Berlin–Heidelberg, 2008), p. 185. DOI: 10.1007/978-3-540-73462-8_4

[4] M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert, R. Mosler, J.A. Wolf, S. Demokritov, P. Grunberg, Phys. Status Solidi A, **125** (2), 635 (1991). DOI: 10.1002/pssa.2211250225

[5] U. Köbler, K. Wagner, R. Wiechers, A. Fuss, W. Zinn, J. Magn. Magn. Mater., **103** (3), 236 (1992). DOI: 10.1016/0304-8853(92)90195-T

[6] А.Б. Дровосеков, О.В. Жотикова, Н.М. Крейнес, В.Ф. Мещеряков, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, Д.И. Холин, ЖЭТФ, **116** (5), 1817 (1999). https://elibrary.ru/rxqvrp [A.B. Drovosekov, O.V. Zhotikova, N.M. Kreines, D.I. Kholin, V.F. Meshcheryakov, M.A. Milyaev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov, JETP, **89** (5), 986 (1999). DOI: 10.1134/1.558941].

[7] А.Б. Ринкевич, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, ФММ, **120** (3), 266 (2019). DOI: 10.1134/S0015323019030112 [A.B. Rinkevich, M.A. Milyaev, L.N. Romashev, Phys. Met. Metallogr., **120** (3), 247 (2019). DOI: 10.1134/S0031918X19030116].

[8] S.O. Demokritov, A.B. Drovosekov, D.I. Kholin, N.M. Kreines, J. Magn. Magn. Mater., **258-259**, 391 (2003). DOI: 10.1016/S0304-8853(02)01123-X

[9] S.O. Demokritov, A.B. Drovosekov, D.I. Kholin, N.M. Kreines, H. Nembach, M. Rickart, J. Magn. Magn. Mater., **272-276**, E963 (2004). DOI: 10.1016/j.jmmm.2003.12.1339

[10] C.J. Gutierrez, J.J. Krebs, M.E. Filipkowski, G.A. Prinz, J. Magn. Magn. Mater., **116** (3), L305 (1992). DOI: 10.1016/0304-8853(92)90106-X

[11] E.E. Fullerton, S.D. Bader, Phys. Rev. B, **53** (9), 5112 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.53.5112

[12] G.J. Strijkers, J.T. Kohlhepp, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge, Phys. Rev. Lett., **84** (8), 1812 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.1812

[13] Г.С. Патрин, И.А. Турпанов, В.И. Юшков, А.В. Кобяков, К.Г. Патрин, Г.Ю. Юркин, Я.А. Живая, Письма в ЖЭТФ, **109** (5-6), 325 (2019). DOI: 10.1134/S0370274X19050084 [G.S. Patrin, I.A. Turpanov, V.I. Yushkov, A.V. Kobyakov, K.G. Patrin, G.Yu. Yurkin, Ya.A. Zhivaya, JETP Lett., **109** (5), 320 (2019). DOI: 10.1134/S0021364019050126].

[14] S. Tumanski, *Handbook of magnetic measurements* (CRC Press, Boca Raton, 2011). DOI: 10.1201/b10979

[15] S.O. Demokritov, J. Phys. D: Appl. Phys., **31** (8), 925 (1998). DOI: 10.1088/0022-3727/31/8/003

[16] P. Bruno, Phys. Rev. B, **52** (1), 411 (1995). DOI: 10.1103/PhysRevB.52.411

[17] J.C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett., **67** (22), 3172 (1991). DOI: 10.1103/PhysRevLett.67.3172

[18] J.C. Slonczewski, J. Appl. Phys., **73** (10), 5957 (1993). DOI: 10.1063/1.353483

[19] S.O. Demokritov, E. Tsymbal, P. Grunberg, W. Zinn, I.K. Schuller, Phys. Rev. B, **49** (1), 720 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevB.49.720