

06

## Биквадратичное межслоевое взаимодействие в трехслойных пленках CoNi/Si/FeNi

© Г.С. Патрин<sup>1,2</sup>, Я.А. Вахитова<sup>2</sup>, Я.Г. Шиян<sup>1,2</sup>, А.В. Кобяков<sup>1,2</sup>, В.И. Юшков<sup>1</sup><sup>1</sup> Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия<sup>2</sup> 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 магнито жестким, 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 чередующимися 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 спин-зависимого 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 магнито-зависимого 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  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  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 ( $Me = \text{Al}, \text{Au}$ ) [9], причем в пленках с малой толщиной прослойки Al происходит быстрое уменьшение константы биквадратичного взаимодействия при повышении температуры [10]. В сверхрешетках  $[\text{Fe}/\text{FeSi}]_n$  [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 магнито-зависимых 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  $10^{-10}$  Торр. 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 магнито жесткого слоя при измерениях в доступных магнитных полях. Толщина магнитомягкого слоя FeNi была  $t_s = 72$  nm. Для немагнитного полупроводникового слоя использовались следующие толщины:  $t_{\text{Si}} = 2.4$  и 3.3 nm. При

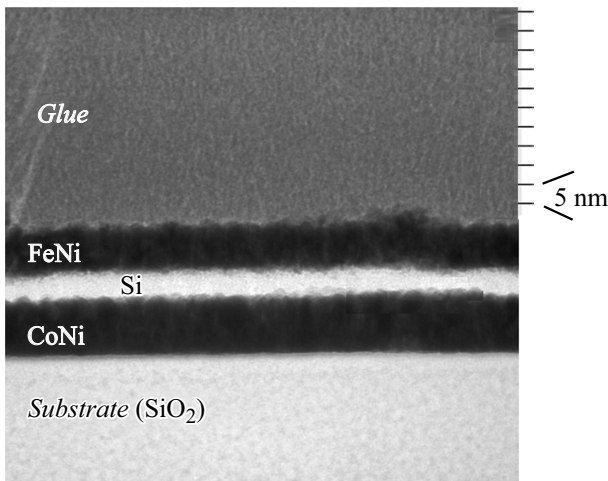


Рис. 1. Поперечный срез пленки CoNi/Si/FeNi.

напылении слоя CoNi для лучшей адгезии с подложкой и наведения одноосной анизотропии температура подложки была 450 К, затем подложка охлаждалась до 373 К. 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 ( $\sim 16$  kA/m). Отношение величин магнитной анизотропии магнито жесткого 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). Наличие 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  $\sim 20$  kA/m

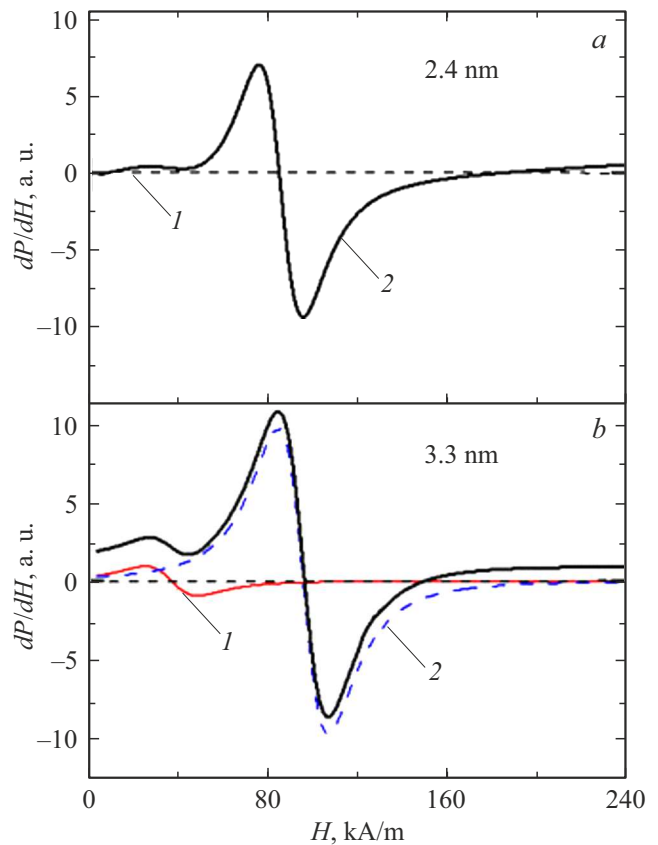
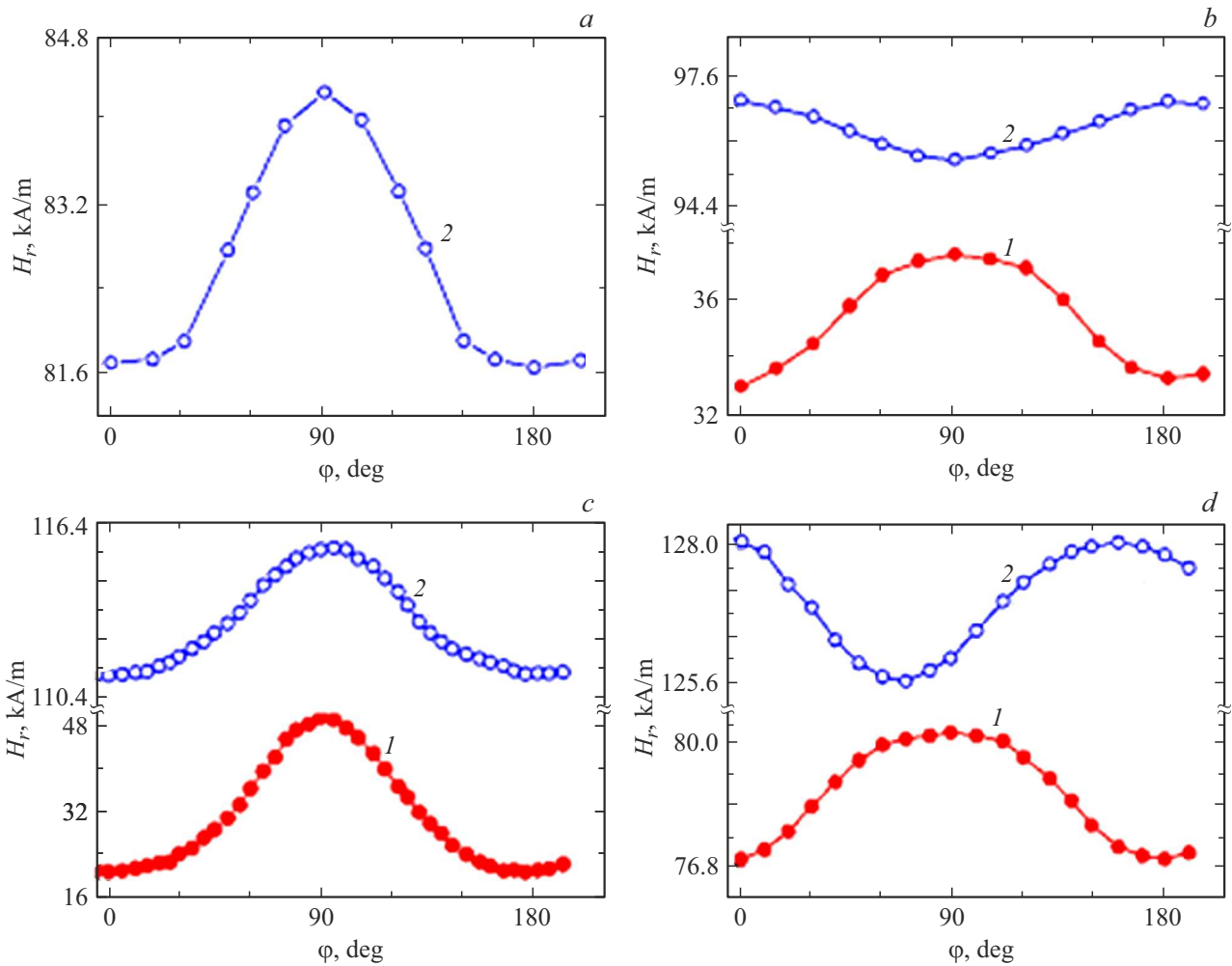


Рис. 2. Резонансный спектр пленок CoNi/Si/FeNi.  $t_{Si} = 2.4$  (a) и 3.3 nm (b). 1, 2 — пики, приписываемые CoNi- и FeNi-слоям соответственно. Сплошная линия — эксперимент.  $T = 10$  К.

для CoNi и  $\leq 100$  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 магнито жестким 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 внутрислойной 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 магнит-

ным полем. Ориентация намагниченности слоя CoNi задается подмагничивающим полем в процессе напыления, что и определяет ось анизотропии легкого намагничивания. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитоупругий 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 межслойных 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 межслойного 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 осциллирующий характер 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 магнитомягким (CoNi) и магнитожестким (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 магнитомягким и магнитожестким 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/rxqvqr> [А.Б. Дровосеков, О.В. Жотикова, Н.М. Крейнес, Д.И. Холин, В.Ф. Мещеряков, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, *ЖЭТФ*, **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 [А.Б. Ринкевич, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, *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. Kobayakov, 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. Tsybmal, P. Grunberg, W. Zinn, I.K. Schuller, *Phys. Rev. B*, **49** (1), 720 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevB.49.720