

06.1;13.1

## Температурные зависимости межслойной обменной константы трехслойных пленок FeNi/Dy/FeNi, исследованные динамическим методом

© И.Г. Важенина<sup>1</sup>, С.В. Столяр<sup>2,3</sup>, В.Ю. Яковчук<sup>1</sup>, М.В. Рауцкий<sup>1</sup>, Р.С. Исхаков<sup>1</sup><sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия<sup>2</sup> Федеральный исследовательский центр „Красноярский научный центр СО РАН“, Красноярск, Россия<sup>3</sup> Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия  
E-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Поступило в Редакцию 12 января 2022 г.

В окончательной редакции 18 марта 2022 г.

Принято к публикации 21 марта 2022 г.

Трехслойные пленки FeNi/Dy/FeNi исследованы методом ферромагнитного резонанса в диапазоне температур от 4 до 300 К. Регистрируемые в СВЧ-спектрах акустический и оптический пики демонстрируют наличие обменной связи между ферромагнитными слоями FeNi планарной структуры и позволяют установить знак и величину константы межслойного обменного взаимодействия. Температурные зависимости константы межслойного обменного взаимодействия трехслойных пленок с толщинами промежуточного слоя Dy 5 и 10 нм демонстрируют ряд особенностей (смена знака и точка экстремума), которые отражают трансформации магнитной структуры Dy.

**Ключевые слова:** межслойное обменное взаимодействие, геликоидальная магнитная структура, ферромагнитный резонанс, трехслойные пленки.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.10.52548.19135

Открытие обменного взаимодействия через промежуточный слой между двумя ферромагнитными слоями [1] послужило началом исследований подобных структур, которые продолжают до сих пор, а их результаты находят практическое применение [2]. Отметим возможности по управлению параметрами данных систем достаточно простыми в реализации технологическими приемами: изменением материала прослойки либо ее толщины.

Основной магнитной характеристикой данных планарных систем является межслойное магнитное обменное взаимодействие  $J_{12}$ , величина и знак которого определяют качественную и количественную оценку всей планарной структуры. Верификация  $J_{12}$  была выполнена методом ферромагнитного резонанса, который относится к динамическим методам и обладает такими преимуществами, как простота в исполнении и в интерпретации экспериментальных результатов [3].

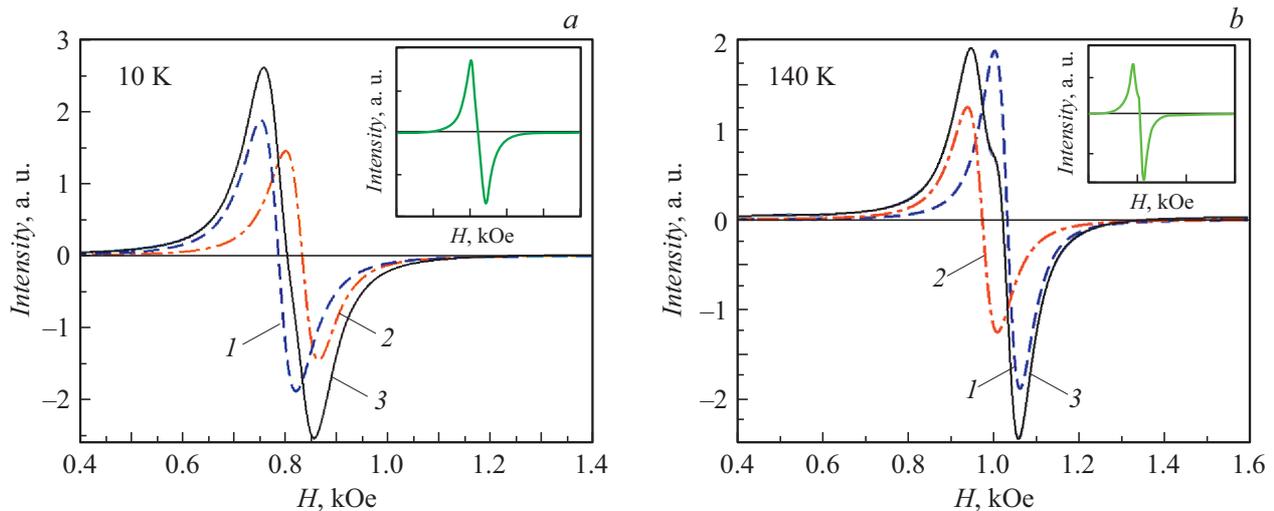
Большинство работ посвящено исследованию обменно-связанных пленок, в которых в качестве материала промежуточного слоя выбирался переходной металл (Cr, Ru, Cu, V, Au) [3–6]. Одним из основных результатов является зависимость типа обменного взаимодействия (знака  $J_{12}$ ) от толщины промежуточного слоя. Нам представляется интересной задача выявления иных параметров, определяющих ферромагнитную либо антиферромагнитную обменную связь. Объектом исследования для решения поставленной задачи были выбраны пленки Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Dy/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>. Монокристалл Dy имеет три магнитных состояния в зависимости от температуры. Он

является парамагнитным при нулевом магнитном поле выше температуры Нееля ( $T_N \approx 180$  К), между  $\sim 90$  и  $\sim 180$  К для него наблюдается геликоидальная антиферромагнитная структура, ниже температуры Кюри ( $T_C \approx 90$  К) магнитный порядок является ферромагнитным [7]. Отметим изменение значений величин  $T_N$  и  $T_C$  для наноструктурированных пленок Dy в зависимости от их толщины [8]. Установленное в [9] влияние на магнитные характеристики интерфейса со стороны магнитной подсистемы сплава CoDy также учитывалось при выборе Dy для промежуточного слоя.

Таким образом, целью настоящей работы является исследование влияния магнитного состояния промежуточного слоя трехслойной системы на параметры обменной связи.

Трехслойные пленки были получены методом термического испарения в вакууме ( $10^{-6}$  мм рт.ст.) последовательным напылением слоев Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> и Dy из независимых испарителей с кольцевым катодом на стеклянные подложки. Толщина каждого ферромагнитного слоя составляла 70 нм, а толщина слоя Dy ( $t_{Dy}$ ) — 5 и 10 нм (SEM-изображение пленки с  $t_{Dy} \approx 10$  нм представлено в дополнительных материалах).

СВЧ-спектры были измерены на спектрометре ELEXSYS E580 (Bruker, Германия) в диапазоне от 4 до 300 К при поперечной накачке СВЧ-поля резонатора с частотой  $f = 9.2$  GHz. Образец помещался в пучность переменного магнитного поля  $h_{\sim}$  объемного резонатора, постоянное магнитное поле было приложено в плос-



**Рис. 1.** Подгоночная кривая (линия 3) экспериментальных СВЧ-спектров для пленки с толщиной Dy  $t_{\text{Dy}} = 5$  nm, измеренных при 10 (a) и 140 K (b). 1 и 2 — акустическая и оптическая мода соответственно. На вставках представлены экспериментальные кривые.

кости пленки. Кривые СВЧ-поглощения были разложены на составляющие с помощью дифференцированной функции Лоренца, выбор которой учитывал отсутствие вклада электрической компоненты (обусловлено конструкцией резонатора и размерами образца).

Обменная связь между ферромагнитными слоями, разделенными немагнитной прослойкой и имеющими различие в магнитных параметрах, создает условия для возбуждения в СВЧ-спектре как акустической, так и оптической моды, достаточно интенсивной для ее регистрации вне зависимости от ориентации постоянного и высокочастотного поля [3]. Взаимное положение пиков позволяет установить тип упорядочения векторов намагниченности в соседних слоях: ферромагнитное или антиферромагнитное [4,10–14]. В первом случае величина  $J_{12} > 0$ , и оптическая мода наблюдается в более низких полях, чем акустическая мода (рис. 1, b). Во втором случае, при  $J_{12} < 0$ , оптическая мода наблюдается при более высоких полях, чем акустическая мода (рис. 1, a).

Величина межслойного обменного взаимодействия может быть оценена с помощью выражения [3]:

$$J_{12} = \frac{1}{2} M_S L |H_E|, \quad (1)$$

где  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $L$  — толщина ферромагнитного слоя,  $H_E$  — сдвиг резонансных полей акустического и оптического пиков.

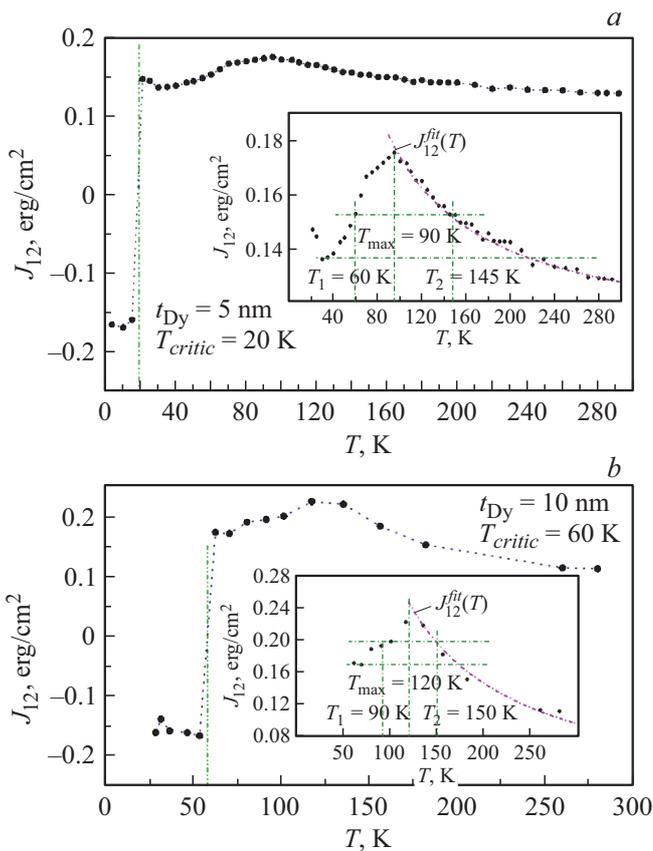
Температурные зависимости резонансного поля и ширины линии  $\Delta H$  акустической и оптической моды представлены в дополнительных материалах. Ширина линии отдельного пика меньше разницы между их резонансными полями:  $\Delta H_{ac(op)} \leq |H_{res}^{ac} - H_{res}^{op}|$ , что свидетельствует о достоверности выполненного разложения экспериментального спектра на два отдельных пика. Реализация обменно-связанных колебаний в виде

акустической и оптической мод также подтверждается угловой зависимостью их резонансных полей.

Основные вклады, определяющие температурные зависимости константы межслойного обменного взаимодействия  $J_{12}(T)$ , учитывают параметры крайних ферромагнитных слоев (толщина, магнитный порядок) и промежуточного слоя, а также влияние интерфейсов. Общим для большинства работ является независимость типа обменного взаимодействия от температуры, а  $J_{12}(T) \sim 1 - xT^y$  (выпуклая функция) [6,15–18].

Материалом промежуточного слоя в настоящей работе был выбран Dy, который обладает двумя фазовыми магнитными переходами в диапазоне температур от 80 до 200 K, сильным антиферромагнитным взаимодействием на границе раздела с переходным металлом как редкоземельный материал [19], потенциальной возможностью для реализации интерфейсного взаимодействия Дзялошинского–Мория. Температурные зависимости  $J_{12}(T)$  пленок  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Dy}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  с толщинами Dy  $t_{\text{Dy}} = 5$  и 10 nm представлены на рис. 2.

Предполагаем, что регистрируемые особенности  $J_{12}(T)$  обусловлены двумя магнитными трансформациями Dy (при  $T_{critic}$  происходит изменение ферромагнитного порядка на антиферромагнитный, а при  $T_{max}$  — антиферромагнитного на парамагнитный), а также граничными условиями на интерфейсах FeNi/Dy. Вклад интерфейсов (в диапазоне от 4 K до  $T_{critic}$ ) проявляется в ориентации векторов намагниченности в смежных слоях пермаллоя  $\mathbf{M}_{\text{FeNi}}$  и диспрозия  $\mathbf{M}_{\text{Dy}}$  и, как следствие, в типе (знаке) эффективного межслойного обменного взаимодействия. Если предположить, что направление векторов  $\mathbf{M}_{\text{FeNi}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{Dy}}$  определяется только антиферромагнитным взаимодействием, то на интерфейсах они должны быть ориентированы противоположно друг другу, и, как следствие, величина



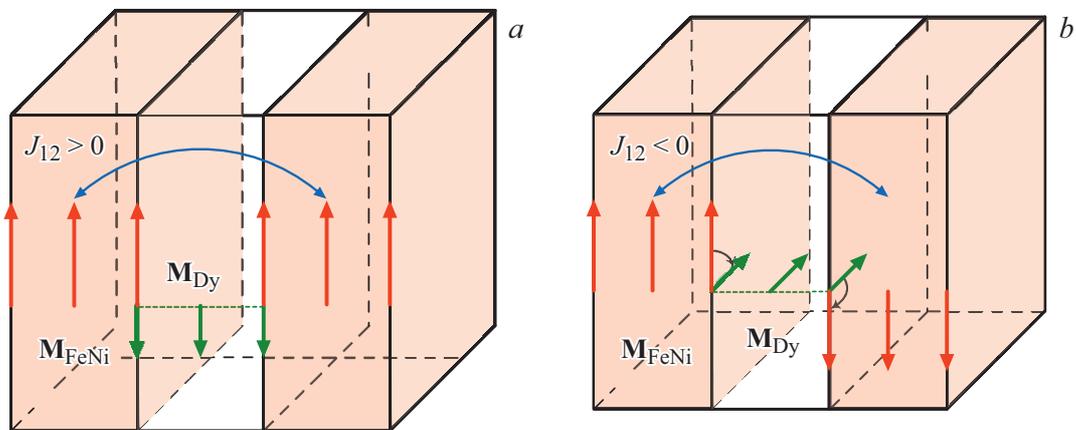
**Рис. 2.**  $J_{12}(T)$  пленки  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Dy}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  с  $t_{\text{Dy}} = 5$  (a) и  $10 \text{ nm}$  (b). На вставке показана подгоночная кривая  $J_{12}^{\text{fit}}(T)$  в диапазоне температур от  $T_{\text{max}}$  до  $300 \text{ K}$ .

$J_{12}^{\text{eff}}$  должна быть больше нуля (рис. 3, a). Регистрируемое антиферромагнитное межслойное обменное взаимодействие ( $J_{12} < 0$ ) при ферромагнитном упорядочении Dy можно объяснять в рамках реализации взаимодействия Дзялошинского–Мории [20,21] на интерфейсах

$\text{FeNi}/\text{Dy}$  и  $\text{Dy}/\text{FeNi}$ , которое способствует формированию ортогонально ориентированных обменно-связанных систем (рис. 3, b). Очевидно, что в диапазоне от  $4 \text{ K}$  до  $T_{\text{critic}}$  взаимодействие Дзялошинского–Мории преобладает над антиферромагнитным взаимодействием Dy и FeNi. Взаимодействие Дзялошинского–Мории в слоях Dy–ферромагнитный металл рассмотрено в [22].

Экспериментальным значениям  $J_{12}(T)$  при парамагнитном состоянии Dy ( $T_{\text{max}} < T < 300 \text{ K}$ ) была сопоставлена подгоночная кривая  $J_{12}^{\text{fit}}(T) = J_0 + C/T$ , где  $J_0$  и  $C$  — постоянные коэффициенты. Как видно из рис. 2, подгоночные кривые имеют весьма малое отклонение от экспериментальных значений (коэффициент детерминации для каждой кривой был более 0.95, а относительная ошибка для  $J_0$  и  $C$  не более 5%).

Анализ спектров ферромагнитного резонанса в диапазоне от  $4$  до  $300 \text{ K}$  трехслойных пленок позволил выявить наличие обменной связи между ферромагнитными слоями FeNi через промежуточный слой Dy. Предполагаем, что особенности температурной зависимости константы межслойного обменного взаимодействия  $J_{12}(T)$  — смена знака  $J_{12}$  при  $T_{\text{critic}}$  ( $20$  и  $60 \text{ K}$  для  $t_{\text{Dy}} = 5$  и  $10 \text{ nm}$  соответственно), а также точка экстремума при  $T_{\text{max}}$  ( $90$  и  $120 \text{ K}$  для  $t_{\text{Dy}} = 5$  и  $10 \text{ nm}$  соответственно) — отражают трансформации магнитной структуры Dy: изменение ферромагнитного состояния на антиферромагнитное при  $T_{\text{critic}}$  и антиферромагнитного на парамагнитное при  $T_{\text{max}}$ . Реализация антиферромагнитного межслойного обменного взаимодействия ( $J_{12} < 0$ ) при ферромагнитном порядке Dy в диапазоне температур от  $4 \text{ K}$  до  $T_{\text{critic}}$  объясняется нами наличием взаимодействия Дзялошинского–Мории на интерфейсах FeNi/Dy и Dy/FeNi, способствующего формированию ортогонально ориентированных обменно-связанных систем. Предложенная функциональная зависимость  $J_{12}^{\text{fit}}(T)$  весьма точно описывает экспериментальные данные в диапазоне температур от  $T_{\text{max}}$  до  $300 \text{ K}$ .



**Рис. 3.** Модель распределения векторов намагниченности в слоях Dy и FeNi в диапазоне от  $4 \text{ K}$  до  $T_{\text{critic}}$ .

## Благодарности

Авторы выражают благодарность Г.С. Патрину за полезную дискуссию и обсуждение результатов, а также Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставление оборудования для обеспечения выполнения этого проекта.

## Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-240010.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2442 (1986). DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.2442
- [2] А.Б. Ринкевич, Я.А. Пахомов, Е.А. Кузнецов, А.С. Клепикова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Устинов, *Письма в ЖТФ*, **45** (5), 42 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.05.47397.17614 [A.B. Rinkevich, Ya.A. Pakhomov, E.A. Kuznetsov, A.S. Klepikova, M.A. Milyaev, L.I. Naumova, V.V. Ustinov, *Tech. Phys. Lett.*, **45** (3), 225 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019030143].
- [3] Z. Zhang, L. Zhou, P.E. Wigen, K. Ounadjela, *Phys. Rev. B*, **50**, 6094 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevB.50.6094
- [4] Z. Celinski, B. Heinrich, *J. Magn. Magn. Mater.*, **99**, L25 (1991). DOI: 10.1016/0304-8853(91)90043-A
- [5] P.C. Исхаков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, В.Ю. Яковчук, М.В. Чирик, *Изв. РАН. Сер. физ.*, **75** (2), 197 (2011). [R.S. Iskhakov, S.V. Stolyar, L.A. Chekanova, V.Yu. Yakovchuk, M.V. Chizhik, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **75** (2), 181 (2011). DOI: 10.3103/S1062873811020134].
- [6] B. Khodadadi, J.B. Mohammadi, J.M. Jones, A. Srivastava, C. Mewes, T. Mewes, C. Kaiser, *Phys. Rev. Appl.*, **8**, 014024 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.014024
- [7] R. Herz, H. Kronmüller, *J. Magn. Magn. Mater.*, **9**, 273 (1978). DOI: 10.1016/0304-8853(78)90069-0
- [8] K. Dumesnil, C. Dufour, P. Mangin, G. Marchal, M. Hennion, *Phys. Rev. B*, **54**, 6407 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.54.6407
- [9] S.V. Stolyar, V.Y. Yakovchuk, I.G. Vazhenina, R.S. Iskhakov, *J. Supercond. Nov. Magn.*, **34**, 2969 (2021). DOI: 10.1007/s10948-021-06001-x
- [10] A. Layadi, J.O. Artman, *J. Magn. Magn. Mater.*, **92**, 143 (1990). DOI: 10.1016/0304-8853(90)90691-I
- [11] P.J.H. Bloemen, H.W. van Kesteren, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev. B*, **50**, 13505 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevB.50.13505
- [12] Y. Ando, H. Koizumi, T. Miyazaki, *J. Magn. Magn. Mater.*, **166**, 75 (1997). DOI: 10.1016/S0304-8853(96)00413-1
- [13] B. Heinrich, J.F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A.S. Arrott, K. Myrtle, *Phys. Rev. B*, **44**, 9348 (1991). DOI: 10.1103/PhysRevB.44.9348
- [14] E.E. Fullerton, D. Stoeffler, K. Ounadjela, B. Heinrich, Z. Celinski, J.A.C. Bland, *Phys. Rev. B*, **51**, 6364 (1995). DOI: 10.1103/PhysRevB.51.6364
- [15] V. Drchal, J. Kudrnovský, P. Bruno, I. Turek, P.H. Dederichs, P. Weinberger, *Phys. Rev. B*, **60**, 9588 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevB.60.9588
- [16] S. Schwieger, W. Nolting, *Phys. Rev. B*, **69**, 224413 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevB.69.224413
- [17] W. Wang, P. Li, C. Cao, F. Liu, R. Tang, G. Chai, C. Jiang, *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 042401 (2018). DOI: 10.1063/1.5040666
- [18] T. McKinnon, B. Heinrich, E. Girt, *Phys. Rev. B*, **104**, 024422 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.104.024422
- [19] R.E. Camley, R.L. Stamps, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **5**, 3727 (1993). DOI: 10.1088/0953-8984/5/23/003
- [20] И.Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ*, **32** (6), 1547 (1957). [I.E. Dzialoshinskii, *JETP*, **5** (6) 1259 (1957)].
- [21] T. Moriya, *Phys. Rev.*, **120**, 91 (1960). DOI: 10.1103/PhysRev.120.91
- [22] K. Chen, A. Philippi-Kobs, V. Lauter, A. Vorobiev, E. Dyadkina, V.Y. Yakovchuk, S.V. Stolyar, D. Lott, *Phys. Rev. Appl.*, **12**, 024047 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.024047