

05,13

Невзаимное распространение спиновых волн в магнонной структуре из двух волноводов с латеральной связью, покрытых металлическим слоем

© С.А. Одинцов, А.С. Пташенко, А.В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия

E-mail: odinoff@gmail.com

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Предложена конструкция однонаправленного магнонного ответвителя, который реализован в виде ЖИГ-волноводов (железо–иттрий–гранат) с латеральной связью, покрытых металлическим слоем. Исследованная структура демонстрирует однонаправленную связь, которая может контролироваться направлением внешнего магнитного поля, что было подтверждено численно и экспериментально. При этом процесс распространения спин-волнового сигнала сопровождается сильной невзаимностью, что проявляется в изменении амплитудно-частотных характеристик при изменении направления внешнего магнитного поля. В то же время было показано, как изменяется динамический профиль намагниченности спиновой волны при изменении направления распространения на противоположное. Результаты показывают возможность создания невзаимных магнонных устройств на основе металлизированной структуры, таких как многоканальные магнонные ответвители, мультиплексоры и логические устройства на их базе.

Ключевые слова: магноника, планарные системы, однонаправленность, магнитное поле, многослойные системы.

DOI: 10.61011/FTT.2024.08.58589.55NN

1. Введение

Спиновая волна (СВ) — это распространение колебаний намагниченности за счет обменных и/или дипольных взаимодействий [1,2]. Исследования переноса спинового момента в планарных и многослойных магнитных структурах предсказывают, что явления интерференции и переходных процессов могут быть использованы для формирования магнонных сетей, использующих амплитуду и фазу СВ в качестве носителей информации [3–6]. Благодаря свойству перестраиваемости спин-волновых характеристик и изменению длин волн от микрометров до нанометров в гигагерцовом диапазоне частот, СВ потенциально применимы в устройствах обработки информации, использующих нейроморфные, резервуарные, квантовые и волновые концепции [7–9].

Распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) (также известных как поверхностные волны Деймона–Эшбаха (ДЭ)) [10] является невзаимным из-за экспоненциального затухания амплитуды СВ [11]. В конфигурации ПМСВ направление намагниченности лежит в плоскости пленки и перпендикулярно направлению волнового вектора. Распределение амплитуды СВ по толщине пленки имеет максимум вблизи поверхностей для волн с противоположным направлением волнового вектора \mathbf{k} или магнитного поля H_0 , в то время как частоты f противоположно направленных волн одинаковы $f(\mathbf{k}) = f(-\mathbf{k})$. Известно, что для мо-

ды ДЭ распределение амплитуды по толщине несимметрично относительно центральной плоскости пленки, и распределение электрического поля также несимметрично. Поэтому, если вблизи одной из поверхностей ферромагнитной пленки поместить металлический слой, может возникнуть невзаимность, в связи с разницей в затухании противоположно направленных СВ [12].

Магнитостатические спиновые волны обладают важным свойством — невзаимностью, их свойства существенно образом зависят от направления распространения и магнитного поля. Ферромагнитная среда гиротропна, у нее есть выделенное направление, определяемое направлением магнитного поля. При рассмотрении единичного магнитного момента, прецессирующего вокруг магнитного поля, если смотреть на плоскость, нормальную к магнитному полю, и проекция магнитного момента на эту плоскость будет двигаться против часовой стрелки, то при смене направления магнитного поля на противоположное, эта прецессия будет происходить по часовой стрелке. Таким образом при смене направления магнитного поля динамика движения намагниченности не может быть получена просто симметричным отображением. Чтобы эффект невзаимности проявлялся при распространении спиновых волн, необходимо пространственное ограничение волновода. ПМСВ локализованы вблизи одной из поверхностей пленки, а при смене направления распространения, поле ПМСВ будет локализовано вблизи противоположной

поверхности. Напрямую это не влияет на свойства ПМСВ, однако, добавление несимметричных граничных условий, а именно металлизация одной из поверхностей, проявит невзаимность. Невзаимность амплитуды была зарегистрирована в ПМСВ, возбуждаемых копланарными волноводами [12–14] и объясняется асимметричной эффективностью возбужденных СВ, движущихся в противоположных направлениях [15] и/или интерференцией между внутрислойной и внешеслойной компонентами динамической намагниченности.

Невзаимность СВ, преимущественно распространяющихся в определенном направлении, контролируемом ориентацией магнитного поля, была продемонстрирована в структурах со спиральной равновесной намагниченностью [16,17], межфазным взаимодействием Дзялошинского–Мории в сверхтонких магнитных пленках [18], магнитные кристаллы [12,19,20].

В работах [21,22] исследуются особенности распространения спиновых волн в асимметричных магнитных структурах и в двуслойных пленках с частичной металлизацией. Акцент в данном исследовании сделан на оценку возможности управления спин волновым транспортом в латеральной структуре, которая может играть роль ответвителя информационных сигналов, в отличие от предыдущих работ, отмеченных во введении. Реализация невзаимного спин-волнового транспорта может быть использована для разработки однонаправленных магнитных соединительных устройств. В этой статье мы исследуем невзаимные свойства СВ, распространяющихся в латерально связанной системе волноводов, покрытых металлом. Экспериментально и численно было обнаружено, что предложенная структура может продемонстрировать однонаправленную связь, которая легко управляется направлением внешнего магнитного поля. Такие системы могут служить блоками для магнитных вычислительных архитектур, использующих невзаимное распространение спиновых волн.

2. Исследуемая структура

Схема исследуемой структуры схематически показана на рис. 1. Два параллельных волновода S1 и S2 из железо-иттриевого граната (ЖИГ, YIG) (длиной 8 mm, шириной $w = 200 \mu\text{m}$ и толщиной $t = 10 \mu\text{m}$) расположены латерально параллельно друг другу с зазором d_0 на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ, GGG). Металлический слой расположен над латеральной структурой с воздушным зазором d . Для измерений использовались микрополосковые антенны шириной $30 \mu\text{m}$, обозначенные красной областью на S1 на рис. 1, расположенные во входном и выходном сечении полосы S1 таким образом, что возбуждение осуществлялось только волновода S1. В качестве параметра затухания $\alpha = 10^{-5}$, что соответствует измеренному значению ширины линии резонанса 0.5 Oe для ЖИГ [1]. Расстояние между входным и выходным преобразователями состав-

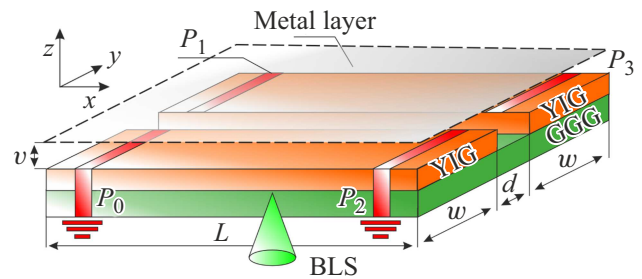


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры.

ляло 5 mm. Вдоль оси x волноводов приложено внешнее магнитное поле $H_0 = 1200 \text{ Oe}$.

3. Метод численного исследования

Численное моделирование проводилось путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов в программном продукте COMSOL Multiphysics. Расчет дисперсионных характеристик проводился с учетом того, что компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по гармоническому закону [23]. Уравнение для вектора напряженности электрического поля имеет следующий вид:

$$\nabla \times (\hat{\mu} \nabla \times \mathbf{E}) - k^2 \varepsilon \mathbf{E} = \mathbf{0},$$

где $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi/f$ — круговая частота, f — частота электромагнитной волны, ε — эффективное значение диэлектрической проницаемости. В этом случае тензор магнитной проницаемости для тангенциальной намагниченности имеет вид

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu(f) & -i\mu_1(f) & 0 \\ i\mu_1(f) & \mu(f) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix},$$

$$\mu(f) = \frac{-f_B(f_B + f_M) - f^2}{f_B^2 - f^2}, \quad \mu_1(f) = \frac{f_M f}{f_B^2 - f^2},$$

$$f_M = \gamma 4\pi M_0, \quad f_B = \gamma H_{\text{int}}(x),$$

γ — гиромангнитное соотношение, M_0 — намагниченность насыщения, H_{int} — напряженность внутреннего магнитного поля.

Следует отметить, что этот метод позволяет проводить расчеты с учетом неоднородного распределения внутреннего магнитного поля.

Метод конечных элементов расчета спектра собственных волн в магнитных микроволноводах подходит для анализа собственных волн и процессов передачи мощности в частотной области вблизи начала спектра спиновых волн т. е. при $k \approx k_0 \sqrt{\varepsilon}$ и наиболее эффективен для пленочных магнитных волноводов с толщинами слоев порядка единиц и десятков микрон [24].

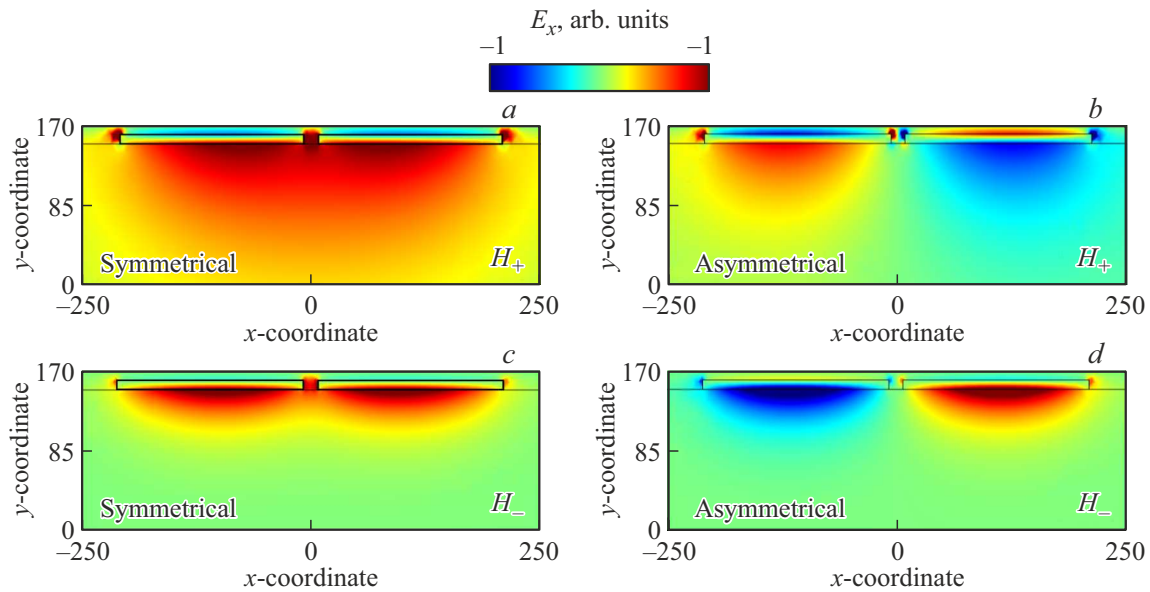


Рис. 2. Распределение компоненты E_x электрического поля для симметричных и антисимметричной мод, при противоположных направлениях внешнего магнитного поля.

4. Экспериментальное исследование

Для исследования влияния направления поля на свойства спиновых волн во входной секции исследуемой структуры расположена микрополосковая антенна шириной $30 \mu\text{m}$, на которую подавался СВЧ-сигнал. Структура касательно намагничивалась с помощью создаваемого электромагнитом GMW 3472-70 внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси x для возбуждения ПМСВ. Прием сигнала при проведении микроволнового эксперимента осуществлялся выходной антенной.

5. Результаты

На рис. 2 представлены распределения компоненты E_x электрического поля для симметричной и антисимметричной мод дисперсионных характеристик спиновых волн, распространяющихся исследуемой структуре, которые были получены с помощью метода конечных элементов. При этом показаны результаты в случае положительно и отрицательного направления внешнего магнитного поля на одной частоте. Видно, что распределения мод сильно отличаются друг от друга при смене направления поля, что говорит о том, что в структуре будет наблюдаться сильная невязимость при распространении волн.

На рис. 3 показана частотная зависимость коэффициента прохождения СВ через волновод S1, измеренная с помощью векторного анализатора цепей, при H_0 прикладываемом в отрицательном направлении оси y и в положительном направлении оси y . Отклик, показанный для связанных волноводов, типичен для целого класса устройств с линейной и нелинейной связью между мода-

ми. Четко выраженный провал соответствует частотам, при которых мощность спиновой волны не достигает выходного сечения волновода S1.

Следует отметить, что спектр собственных мод двух одинаковых волноводов состоит из симметричной и антисимметричной поперечных мод. Симметричный режим в направлении x соответствует случаю, когда амплитуды магнитных потенциалов в двух пленках ЖИГ имеют одинаковую фазу (вдоль оси x), а в антисимметричном режиме они расходятся по фазе на 180° .

На рис. 3, b показан результат численного моделирования исследуемой структуры в виде дисперсионных характеристик трех первых мод СВ в положительном и отрицательном направлении распространения СВ вдоль оси x . В этих результатах хорошо заметен эффект невязимости. В частности, на частоте 5.4 GHz волновые числа противоположных волн отличаются почти в 3 раза, что свидетельствует о ярко выраженном невязимом характере распространения СВ в такой структуре. Параметр, характеризующий распространение волн с передачей энергии от одного волновода к другому, называется длиной связи, которая численно равна расстоянию, на котором энергия СВ полностью передается от одной полосы к другой, и может быть выражена как $L = \frac{\pi}{k_s - k_{as}}$, где k_s — волновой номер симметричной моды, а k_{as} — волновой номер несимметричной моды.

Также важно оценить, как геометрические зазоры в системе влияют на длину связи. Результаты исследования этих зависимостей представлены на рис. 3, c в виде карт коэффициента длины связи L_+/L_- (L_+ — длина связи при поле, направленном вдоль положительной оси y , L_- — длина связи при поле, направленном вдоль отрицательной оси y) при различных значениях зазоров (d, d_0) на частоте 5.4 GHz. Эти результаты демонстрируют важ-

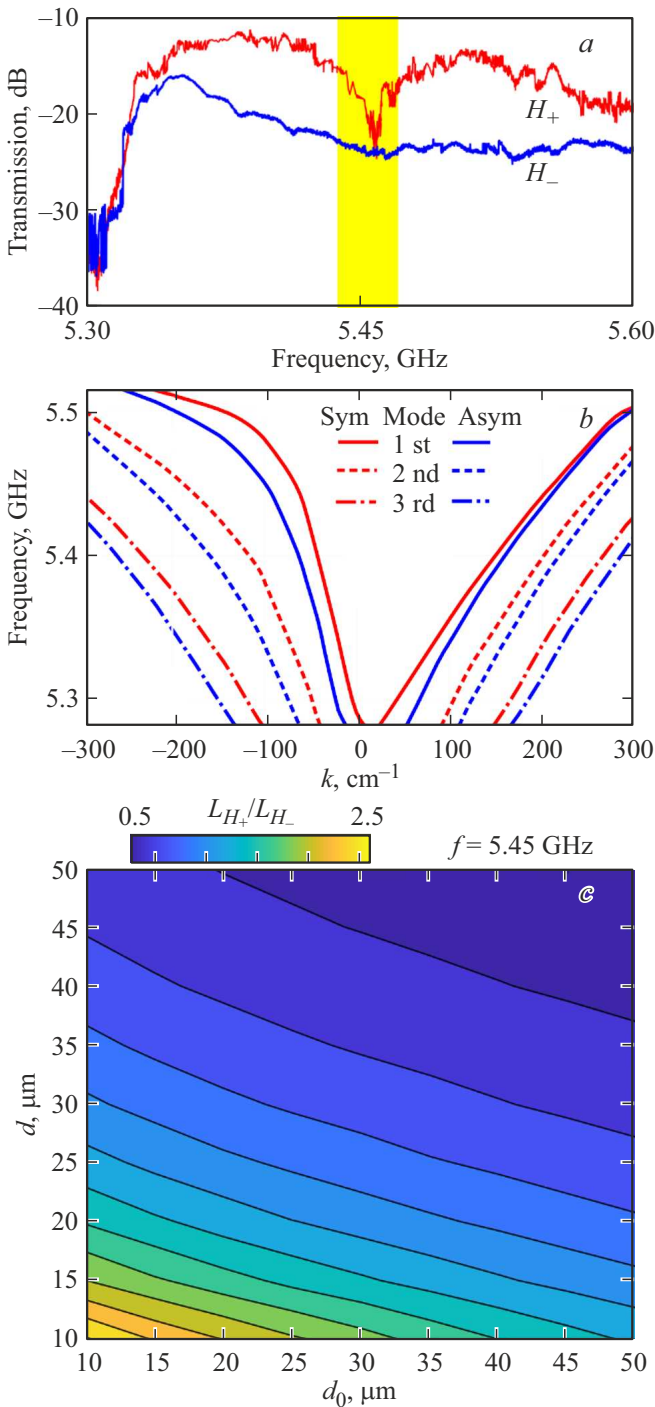


Рис. 3. *a* — коэффициент прохождения СВ через волновод S1, измеренный экспериментально при распространении в отрицательном направлении оси x (сплошная синяя кривая) и положительном направлении оси x (сплошная красная кривая); *b* — дисперсионные характеристики первых трех мод спиновых волн в положительном и отрицательном направлениях распространения СВ, полученные с помощью моделирования МКЭ; *c* — карта коэффициента длины связи L_{H+}/L_{H-} с различными геометрическими параметрами на частоте $f = 5.45$ GHz.

ность выбора геометрических параметров для наиболее эффективного влияния на эффект невзаимности.

6. Заключение

Экспериментальные и численные расчеты показывают, что, изменяя направление магнитного поля, можно повысить эффективность невзаимного распространения СВ в связанной структуре с металлическим слоем над ней. Таким образом, в системе сопряжения с вышележащим металлическим слоем возникает эффект невзаимного распространения СВ. В такой системе можно реализовать простой метод управления невзаимным распространением спиновых волн с помощью геометрии и равновесной конфигурации. Результаты, полученные в ходе исследования, показали возможность создания устройств, которые могут использовать свойства невзаимности. Такими устройствами могут быть многоканальные магнитные ответвители, мультиплексоры и логические устройства на их базе. Более глубокое изучение данного типа систем необходимо для оптимизации их конструкции, в зависимости от требуемых размеров и функциональных возможностей, которые необходимы для создания конкретных приложений для систем обработки сигналов.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 23-29-00610.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press, London (1996).
- [2] D.D. Stancil, A. Prabhakar. Spin Waves: Theory and Applications. Springer Science & Business Media (2009).
- [3] A. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelman, A.O. Adeyeye, J. Åkerman, F.G. Aliev, A. Anane, A. Awad, C.H. Back, A. Barman, G.E.W. Bauer, M. Becherer, E.N. Beginin, V.A.S.V. Bittencourt, Y.M. Blanter, P. Bortolotti, I. Boventer, D.A. Bozhko, S.A. Bunyaev, J.J. Carmiggelt, R.R. Cheenikundil, F. Ciubotaru, S. Cotozana, G. Csaba, O.V. Dobrovolskiy, C. Dubs, M. Elyasi, K.G. Fripp, H. Fulara, I.A. Golovchanskiy, C. Gonzalez-Ballester, P. Graczyk, D. Grundler, P. Gruszecki, G. Gubbiotti, K. Guslienko, A. Haldar, S. Hamdioui, R. Hertel, B. Hillebrands, T. Hioki, A. Houshang, C.-M. Hu, H. Huebl, M. Huth, E. Iacocca, M.B. Jungfleisch, G.N. Kakazei, A. Khitun, R. Khymyn, T. Kikkawa, M. Kläui, O. Klein, J.W. Klos, S. Knauer, S. Koraltan, M. Kostylev, M. Krawczyk, I.N. Krivorotov, V.V. Kruglyak, D. Lachance-Quirion, S. Ladak, R. Lebrun, Y. Li, M. Lindner, R. Macêdo, S. Mayr, G.A. Melkov, S. Mieszczyk, Y. Nakamura, H.T. Nembach, A.A. Nikitin,

- S.A. Nikitov, V. Novosad, J.A. Otálora, Y. Otani, A. Papp, B. Pigeau, P. Pirro, W. Porod, F. Porrati, H. Qin, B. Rana, T. Reimann, F. Riente, O. Romero-Isart, A. Ross, A.V. Sadovnikov, A.R. Safin, E. Saitoh, G. Schmidt, H. Schultheiss, K. Schultheiss, A.A. Serga, S. Sharma, J.M. Shaw, D. Suess, O. Surzhenko, K. Szulc, T. Taniguchi, M. Urbánek, K. Usami, A.B. Ustinov, T. van der Sar, S. van Dijken, V.I. Vasyuchka, R. Verba, S. Viola Kusminskiy, Q. Wang, M. Weides, M. Weiler, S. Wintz, S.P. Wolski, X. Zhang. *Advances in Magnetism Roadmap on Spin-Wave Computing*. *IEEE Trans. Magn.* **58**, 6, 0800172 (2022).
- [4] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 26, 264001 (2010).
- [5] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelmann, S. Cotozana, A. Naemi, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, S.A. Nikitov, H. Yu, D. Grundler, A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, J.-Y. Duquesne, M. Marangolo, G. Csaba, W. Porod, V.E. Demidov, S. Urazhdin, S.O. Demokritov, E. Albiglietti, D. Petti, R. Bertacco, H. Schultheiss, V.V. Kruglyak, V.D. Poimanov, S. Sahoo, J. Sinha, H. Yang, M. Münzenberg, T. Moriyama, S. Mizukami, P. Landeros, R.A. Gallardo, G. Carlotti, J.-V. Kim, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Rana, Y. Otani, W. Yu, T. Yu, G.E.W. Bauer, C. Back, G.S. Uhrig, O.V. Dobrovolskiy, B. Budinska, H. Qin, S. van Dijken, A.V. Chumak, A. Khitun, D.E. Nikonov, I.A. Young, B.W. Zingsem, M. Winklhofer. *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 41, 3001 (2021).
- [6] K.O. Nikolaev, S.R. Lake, G. Schmidt, S.O. Demokritov, V.E. Demidov. *Nano Lett.* **23**, 8719 (2023).
- [7] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилук. *УФН* **190**, 10, 1009 (2020). [S.A. Nikitov, A.R. Safin, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.V. Logunov, M.A. Morozova, S.A. Odintsov, S.A. Osokin, A.Yu. Sharaevskaya, Yu.P. Sharaevsky, A.I. Kirilyuk. *Phys. — Usp.* **63**, 10, 945 (2020)].
- [8] B. Divinskiy, G. Chen, S. Urazhdin, S.O. Demokritov, V.E. Demidov. *Phys. Rev. Appl.* **14**, 4, 044016 (2020).
- [9] V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Anane, V. Cros, S.O. Demokritov. *J. Appl. Phys.* **127**, 17, 170901 (2020).
- [10] R.W. Damon, J.R. Eshbach. *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 3–4, 308 (1961).
- [11] R. Camley. *Surf. Sci. Rep.* **7**, 3–4, 103 (1987).
- [12] M. Mruczkiewicz, P. Graczyk, P. Lupo, A. Adeyeye, G. Gubbiotti, M. Krawczyk. *Phys. Rev. B* **96**, 10, 104411 (2017).
- [13] M. Nakayama, K. Yamanoi, S. Kasai, S. Mitani, T. Manago. *Jpn. J. Appl. Phys.* **54**, 8, 083002 (2015).
- [14] K. Shibata, K. Kasahara, K. Nakayama, V.V. Kruglyak, M.M. Aziz, T. Manago, *J. Appl. Phys.* **124**, 24, 243901 (2018).
- [15] T. Schneider, A.A. Serga, T. Neumann, B. Hillebrands, M.P. Kostylev. *Phys. Rev. B* **77**, 21, 214411 (2008).
- [16] M.M. Salazar-Cardona, L. Körber, H. Schultheiss, K. Lenz, A. Thomas, K. Nielsch, A. Kákay, J.A. Otálora. *Appl. Phys. Lett.* **118**, 26, 262411 (2021).
- [17] N. Ogawa, L. Köhler, M. Garst, S. Toyoda, S. Seki, Y. Tokura. *Proceed. National Acad. Sci.* **118**, 8, e2022927118 (2021).
- [18] M. Kuepferling, A. Casiraghi, G. Soares, G. Durin, F. Garcia-Sanchez, L. Chen, C.H. Back, C.H. Marrows, S. Tacchi, G. Carlotti. *Rev. Mod. Phys.* **95**, 1, 015003 (2023).
- [19] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, G. Gubbiotti, S. Tacchi, Y.A. Filimonov, D.V. Kalyabin, I.V. Lisenkov, S.A. Nikitov. *New J. Phys.* **15**, 11, 113023 (2013).
- [20] I. Lisenkov, D. Kalyabin, S. Osokin, J. Klos, M. Krawczyk, S. Nikitov. *J. Magn. Magn. Mater.* **378**, 313 (2015).
- [21] А.А. Грачев, А.В. Садовников. *ФТТ* **65**, 1931 (2023).
- [22] А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, Э.Г. Локк, А.В. Садовников. *ФТТ* **66**, 1, 82 (2024).
- [23] A.V. Sadovnikov, K.V. Bublikov, E.N. Beginin, S.A. Nikitov. *J. Commun. Technol. Electron.* **59**, 9, 914 (2014).
- [24] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevskii, S.V. Grishin, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 4, 042407 (2016).

Редактор Е.В. Толстякова