

05,13

Модовая фильтрация поверхностных магнитостатических волн в YIG/FeRh

© С.А. Одинцов¹, А.А. Амиров^{2,3}, А.А. Грачев¹, В.В. Родионова², А.В. Садовников¹

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

² Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

³ Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН, Махачкала, Россия

E-mail: odinoff@gmail.com

Поступила в Редакцию 9 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 9 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Проведено численное исследование особенностей распространения спиновых волн в волноводе из железитриегового граната (ЖИГ) и сплава Fe-Rh в форме пластины, расположенного поверх центральной части ЖИГ. На основе результатов моделирования также выявлены возможности управления динамикой спиновых волн в исследуемой структуре. Микромагнитное численное моделирование использовалось для исследования перекачки спин-волнового сигнала в многомодовом режиме путем численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. Преобразование спектров пропускания спиновых волн показывает, что предложенная структура позволит управлять распространением спин-волновых мод за счет резкого изменения намагниченности Fe-Rh в области температуры магнитного фазового перехода, близкого к комнатной температуре. Кроме того, спин-волновой сигнал может управляться посредством небольшого изменения температуры в пластине Fe-Rh, создаваемого посредством лазерного излучения.

Двухслойная структура ЖИГ/Fe-Rh, с прикладной точки зрения, может быть использована в качестве функциональной единицы в планарных магнонных сетях, выполняющих пространственно-частотное демультиплексирование и режим фильтрации спин-волновых мод.

Ключевые слова: спиновые волны, магنونика, нагрев.

DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51307.24H

1. Введение

В последнее время активно изучаются магнитные материалы с магнитным фазовым переходом первого рода (ФОМРТ) в связи с перспективами применения их в энергоэффективных технологиях, системах контроля температуры, устройствах памяти и спинтронике [1,2]. Интерметаллический сплав Fe-Rh является одним из перспективных материалов с гигантским магнитокалорическим эффектом (МСЕ) [3] и колоссальным магнитопротивлением (CMR) при температуре выше комнатной [4]. Как известно, сплавы Fe-Rh с составами близкими к эквиатомным, характеризуются упорядоченной кристаллической структурой типа CsCl, которая характеризуется изменением намагниченности [5] параметров решетки [6] и теплоемкости [7] в диапазоне температур 310–360 К. Одна из важных проблем исследования материалов с ФОМРТ связана с исследованием методики и механизмов управления свойствами магнетизма в них, и существует несколько способов изменения намагниченности и температуры ФОМРТ, такие как магнитное поле [8], гидростатическое давление [9], электрическое поле, индуцированное деформацией [10,11] и другие. В свою очередь магнонный волновод, который сформирован из магнитной пленки в форме полосы, является

строительным блоком любой сложной интегральной магнонной сети [12]. Подобные структуры уже рекомендовали себя как линии передачи между устройствами обработки сигналов [13,14].

Таким образом, комбинируя эти структуры, возможно добиться большего контроля над дисперсией и динамикой спиновых волн. В настоящей работе мы сообщаем об управлении спиновыми волнами, распространяющимися как направленные моды комбинированной структуры YIG/Fe-Rh. Полоса Fe-Rh размещена на полосе ЖИГ и воздействует на внутреннее поле волновода ЖИГ. В результате микромагнитного численного моделирования были получены спектры и дисперсионные характеристики спиновых волн через магнонную структуру. Анализ полученных данных показал, что эту структуру можно использовать как функциональную единицу в планарных магнонных сетях, например, как модовый фильтр. Также показана возможность управления распространением мод спин-волнового сигнала благодаря изменению температуры слоя Fe-Rh.

2. Исследуемая структура

На рис. 1,а показано схематическое изображение исследуемой структуры, которая представляет из

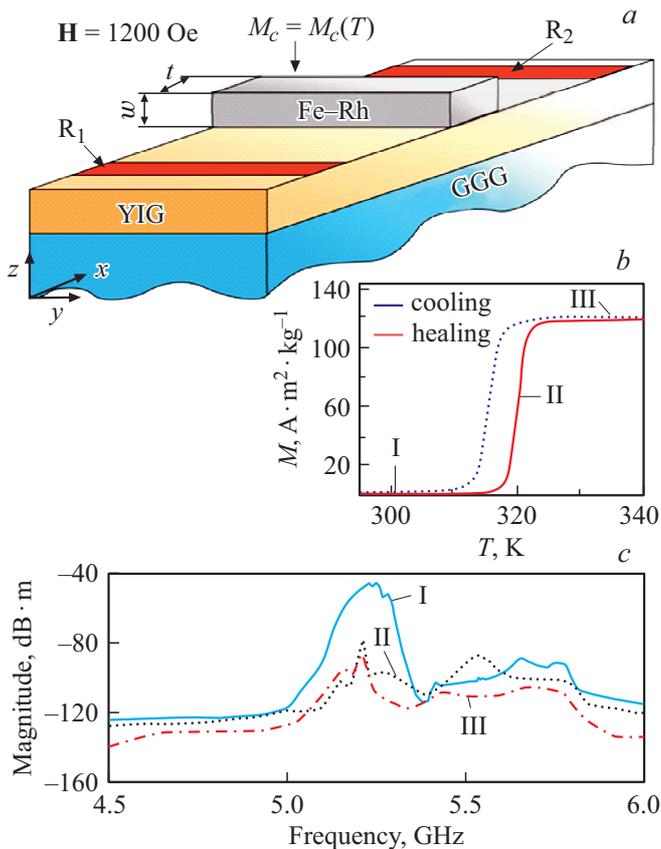


Рис. 1. *a* — схема рассматриваемой структуры; *b* — экспериментально рассчитанная температурная зависимость намагниченности сплава $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$. (красная линия — нагрев, синяя линия — охлаждение); *c* — частотная зависимость амплитуды спиновой волны при разных значениях намагниченности сплава $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$ в исследуемой структуре.

себя микроволновод выполненный из ЖИГ [(YIG) $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (111)], выращенный на подложке из галлий-гадолиниевого граната [(GGG) $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111)]. Толщина ЖИГ микроволода принимается за 10 мкм, ширина 1 мм, Длина всей структуры составляет 10 мм. На ЖИГ волноводе, во всю ширину, расположена полоса из сплава Fe-Rh, таким образом, что он лежит ровно посередине структуры вдоль оси x . Также на рис. 1, *a* областью R_1 показана область возбуждения спиновых волн (СВ), а областью R_2 показана область снятия сигнала при численном моделировании. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле, $H_0 = 1200$ Ое, ориентированное вдоль оси y для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМ-СВ). В ходе численного моделирования размеры полосы Fe-Rh изменялись, для выявления эффектов воздействия геометрических масштабов Fe-Rh на распространение спиновых волн в ЖИГ микроволоде. Для сплавов состава Fe-Rh с составом близким к эквиатомному и упорядоченного в структуру типа CsCl, характерен структурный метамагнитный переход из антиферромагнитной (АФМ) фазы в ферромагнитную (ФМ) фазу при

температурах близких к комнатной, вследствие чего наблюдается резкое изменение намагниченности [15]. Для данного исследования были использованы характеристики сплава $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$ [10], зависимость намагниченности от температуры которого показана на рис. 1, *b*. Для численного моделирования были выбраны три характерных точки, отмеченные на рис. 1, *b*, которые соответствуют трем уровням температуры/намагниченности в Fe-Rh, а именно (I) $M_{\text{sat}} = 0$, (II) $M_{\text{sat}} = M_{\text{max}}/2$ и (III) $M_{\text{sat}} = M_{\text{max}}$.

3. Численное моделирование

Для исследования распространения спиновых волн в исследуемой структуре было проведено микромагнитное моделирование в программе MuMax3 [16] на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта методом Дормана–Принса, которое описывает прецессию магнитного момента M в эффективном магнитном поле $H_{\text{eff}} = H_0 + H_{\text{demag}} + H_{\text{ex}} + H_a$, где H_0 — внешнее магнитное поле, H_{demag} — поле размагничивания, H_{ex} — обменное поле, H_a — поле анизотропии. При этом поле анизотропии полагалось равным $H_a = 0$, поскольку вектор равновесной намагниченности направлен вдоль осей симметрии ЖИГ. Для уменьшения отражений сигнала от границ расчетной области в численном моделировании были введены регионы с увеличивающимся в геометрической прогрессии коэффициентом затухания $\alpha = 10^{-5}$ в начале входной и в конце выходной секций волноведущей структуры.

На рис. 1, *c* представлены результаты микромагнитного моделирования в виде спектра прохождения спиновой волны в исследуемой структуре, при значениях намагниченности отмеченными на рис. 1, *b*. В случае, когда намагниченность сплава Fe-Rh минимальна, его влияние на распространение также минимально, в связи с этим, спектр имеет достаточно широкую полосу прохождения спиновой волны на выходной области структуры. В отличие от случаев, когда происходит изменение намагниченности, в связи с нагревом железо–родия. Так, чем выше намагниченность, тем хуже прохождение сигнала, вплоть до полного затухания волны после блока Fe-Rh.

В ходе исследования физических процессов, определяющих характеристики управления спин-волновыми сигналами путем создания изменения намагниченности в сплаве Fe-Rh, была разработана численная модель на основе метода конечных элементов (МКЭ). На данном этапе численного моделирования, в области возбуждения R_1 задавался входной сигнал с плавно нарастающей в момент включения амплитудой $b_0 = 0.01$ мТ и частотой f в виде: $b_z(t) = b_0 \sin(2\pi f \cdot t)$. Полученные распределения компоненты динамической намагниченности $m_z^2 + m_x^2$ приведены на верхних панелях рис. 2, *a–c*) для различных значений намагниченности блока сплава Fe-Rh на частоте 5.2 GHz. В соответствии с обозначениями, введенными на рис. 1, *b*, были выбраны три значения намагниченности Fe-Rh, которые соответствуют

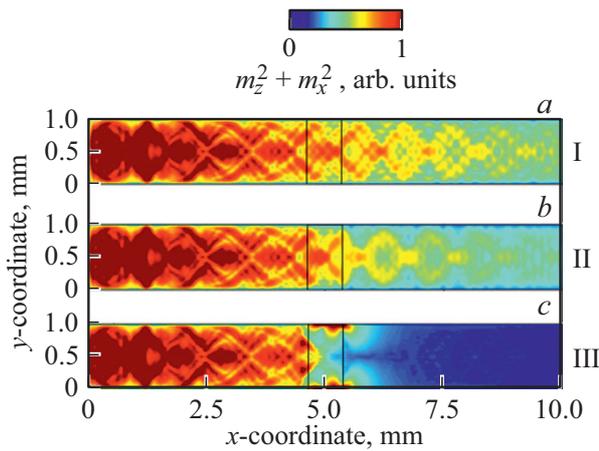


Рис. 2. Карты распределения динамической намагниченности при разных значениях намагниченности в блоке $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$.

разным степеням нагрева материала. Таким образом, полученные карты намагниченности наглядно показывают процессы изменения динамики распространения спиновых волн в магнитной структуре, нагруженной блоком сплава Fe-Rh. Так, в случае I, т.е. при минимальном значении нагрева и намагниченности, распространению СВ ничего не мешает. Однако при увеличении намагниченности до уровня, обозначенного на рис. 1, с римской цифрой II, наблюдается изменение длины волны после прохождения блока Fe-Rh, что вызвано сильным влиянием последнего на распределение внутреннего магнитного поля H_{int} в исследуемой системе. И в случае максимальной намагниченности Fe-Rh (III) волна полностью затухает. Далее необходимо оценить влияние геометрических параметров блока железо-родия и его влияние на распределение внутреннего магнитного поля в системе, так как именно этот эффект является определяющим для управления эффектом модовой и частотной фильтрации в исследуемой системе. Для этого были произведены расчеты профилей внутреннего магнитного поля в исследуемой структуре для нескольких вариаций геометрических масштабов. На рис. 3, а приведены распределения величины внутреннего магнитного поля H_{int} в ЖИГ полоске (черная штриховая линия на рис. 3, а) вдоль оси x , в случае вариации геометрических параметров слоя Fe-Rh. Видно, что изменение толщины t и ширины w слоя Fe-Rh производит значительное влияние на величину внутреннего магнитного поля H_{int} , в случае $t = 200 \mu\text{m}$ и $w = 40 \mu\text{m}$ (красная сплошная линия на рис. 3, а) происходит уменьшение величины H_{int} в области слоя Fe-Rh на величину 120 Oe. При увеличении ширины слоя Fe-Rh (синяя штрихпунктирная кривая на рис. 2, а) $w = 90 \mu\text{m}$, в системе наблюдается более сильное влияние на величину внешнего магнитного поля в ЖИГ микроволноводе. Подобная трансформация величины H_{int} изменяет дисперсию и характер распространения спиновых волн в ЖИГ полоске. С помощью

МКЭ был проведен расчет электродинамических характеристик композитной структуры. Были построены дисперсионные характеристики первых мод спиновых волн для одиночного ЖИГ микроволновода (черная сплошная кривая на рис. 3, б) и композитной структуры ЖИГ/Fe-Rh (красная пунктирная кривая на рис. 3, б). Взаимодействие слоя Fe-Rh с ЖИГ микроволноводом приводит к изменению величины H_{int} в структуре и происходит частотное смещение дисперсионных характеристик, распространяющихся в ней спиновых волн на величину Δf . Таким образом, нагрузка в виде блока Fe-Rh расположенного над ЖИГ волноводом при нагревании создает провал в распределении внутреннего магнитного поля всей структуры. По этой причине дисперсионная характеристика спиновой волны которая распространяется вдоль такой структуры смещается вниз по частоте. В связи с этим длина волны также трансформируется вместе с ее модовым составом, что открывает перспективы не только к управлению этими волнами, но и к генерации коротких спиновых волн в такого рода структурах.

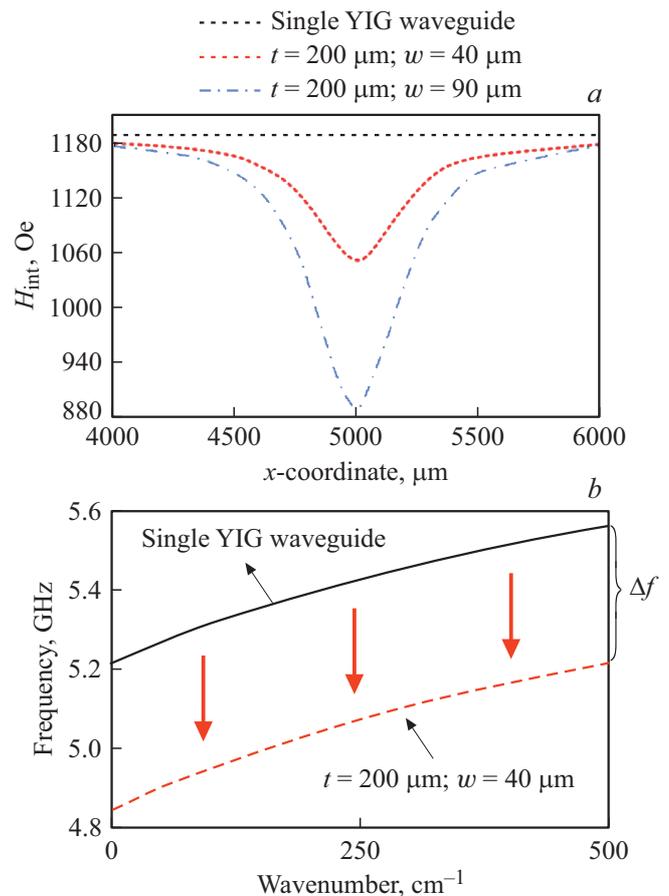


Рис. 3. а — профили внутреннего магнитного поля (H_{int}) в случаях вариации геометрических параметров сплава $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$. Величина внешнего магнитного поля $H_0 = 1200 \text{ Oe}$; б — дисперсионные характеристики при влиянии блока $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$ и без него.

4. Заключение

Таким образом, мы пронаблюдали модовую и частотную фильтрацию для управления спиновыми волнами, распространяющимися в полосе железо-иттриевого граната с полосой Fe-Rh на ней. Микромагнитное численное моделирование выявило возможности управления переносом спиновых волн. Были подсчитаны спектры и дисперсионные характеристики спиновых волн в исследуемой магнитной структуре при разных значениях намагниченности геометрических параметров блока Fe-Rh. Рассчитаны характеристики фильтрации мод для поверхностной магнитостатической спиновой волны. Анализ результатов показал, что эта структура может использоваться как функциональная единица в планарных магнитных сетях. Из чего следует, что благодаря сильному влиянию Fe-Rh на внутреннее магнитное ЖИГ в такой структуре также возможно контролировать распространение спиновых волн моды, варьируя температуру слоя Fe-Rh.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Fullerton, J. Phys. D **50**, 363001 (2017).
- [2] V. Franco, J. Blasquez, J. Ipus, J. Law, L. Moreno-Ramirez, A. Conde. Prog. Mater. Sci. **93**, 112 (2018).
- [3] S. Nikitin, G. Myalikgulyev, A. Tishin, M. Annaorazov, K. Asatryan, A. Tyurin. Phys. Lett. A **148**, 363 (1990).
- [4] Y. Lee, Z.Q. Liu, J.T. Heron, J.D. Clarkson, J. Hong, C. Ko, M.D. Biegalski, U. Aschauer, S.L. Hsu, M.E. Nowakowski, J. Wu, H.M. Christen, S. Salahuddin, J.B. Bokor, N.A. Spaldin, D.G. Schlom, R. Ramesh. Nature Commun. **6**, 5959 (2015).
- [5] A. Tohki, K. Aikoh, A. Iwase, K. Yoneda, S. Kosugi, K. Kume, T. Batchu-luun, R. Ishigami, T. Matsui. Appl. Phys. **111**, 07A742 (2012).
- [6] A.I. Zakharov, A.M. Kadomtseva, R.Z. Levitin, E.G. Ponyatovskii. J. Exper. Theor. Phys. **19**, 1348 (1964).
- [7] M.P. Annaorazov, K.A. Asatryan, G. Myalikgulyev, S.A. Nikitin, A.M. Tishin, A.L. Tyurin. Cryogenics **32**, 867 (1992).
- [8] J.S. Kouvel. J. Appl. Phys. **37**, 1257 (1966).
- [9] R. Wayne. Phys. Rev. **170**, 523 (1968).
- [10] A.A. Amirov, V.V. Rodionov, I.A. Starkov, A.S. Starkov, A. Aliev. JMMM **470**, 77–80 (2019).
- [11] A.A. Amirov, I.A. Baraban, A.A. Grachev, A.P. Kamantsev, V.V. Rodionov, D.M. Yusupov, V.V. Rodionova, A.V. Sadovnikov. AIP Advances **10**, 025124 (2020).
- [12] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. J. Phys. D **43**, 264001 (2010).

- [13] A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Odincov, S. Sheshukova, Y. Sharaevskii, A.I. Stognij, S. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **108**, 172411 (2016).
- [14] A. Sadovnikov, A. Grachev, V. Gubanov, S. Odintsov, A. Martyshev, S. Sheshukova, Y. Sharaevskii, S. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **112**, 142402 (2018).
- [15] A.P. Kamantsev, V.V. Koledov, A.V. Mashirov, E.T. Dilmieva, V.G. Shavrov, J. Cwik, I.S. Tereshina, M.V. Lyange, V.V. Khovaylo, G. Porcari, M. Topic. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **79**, 1086 (2015).
- [16] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. AIP Advances **4**, 107133 (2014).

Редактор К.В. Емцев