

05,13

Распространение невзаимных спиновых волн в многослойном магнетонном кристалле

© С.А. Одинцов¹, А.С. Пташенко¹, Э.Г. Локк², Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

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

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

E-mail: odinoff@gmail.com

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Продемонстрирована возможность частотно-селективного распространения спиновых волн в линейном режиме в магнетонном микроволноводе с магнетонным кристаллом, состоящим из двух слоев с различным значением величины намагниченности насыщения в слоях. Показано, что многомодовое распространение спиновых волн может осуществляться внутри двухслойной структуры в двух диапазонах частот, при этом наличие на поверхности структуры магнетонного кристалла приводит к проявлению запрещенной зоны в одном из частотных диапазонов. В то же время процесс распространения спин-волнового сигнала сопровождается сильной невзаимностью, что проявляется в изменении амплитудно-частотных характеристик при изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное, при этом частотный диапазон запрещенной зоны отличается, в зависимости от направления поля. Предложенная концепция двухслойного спин-волнового волновода может лежать в основе изготовления многоканальных фильтров или логических устройств магноники.

Ключевые слова: магнетоника, магнетонные кристаллы, запрещенная зона, многослойные системы, спиновые волны.

DOI: 10.21883/FIT.2023.06.55657.18H

1. Введение

Долгое время многослойные пленки на основе ферромагнитных материалов, поддерживающие разные режимы распространения спин-волновых сигналов, вызывают интерес для исследований, ввиду постоянного развития, как технологий создания магнитных слоев на немагнитных подложках, так и развития идей применения спиновых волн для решения задач обработки информационных сигналов [1]. Такие структуры изготавливаются в виде одиночных магнитных пленок, двойных магнитных пленок и многослойных магнитных пленок, состоящих из ферромагнитных (ФМ), антиферромагнитных (АФМ) и немагнитных (НМ) пленок различной толщины и расположения слоев, среди которых многослойные структуры ФМ/НМ вызвали большой интерес в последнее десятилетие [2]. Использование многослойных диэлектрических пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) обеспечивает проявление эффекта невзаимности и в то же время дает большее преимущество с хорошо известными слоистыми структурами ЖИГ/металл, ввиду значительно меньших спин-волновых потерь в двуслойной пленке ЖИГ, состоящей из слоев с различными значениями намагниченности. В свою очередь исследование управления дисперсионными характеристиками спиновых волн является интересной задачей ввиду использования микроволноводов, для изготовления маг-

нетонных сетей устройства обработки сигналов для создания интегральных схем [3–5]. Одними из наиболее перспективных кандидатов на эффективную связь спиновых волн между функциональными единицами магнетонной сети являются пространственно-неоднородные магнитные структуры [6]. Периодическое изменение параметров магнитных материалов позволяет изготавливать магнетонные кристаллы (МК), которые широко используются для вычислений на основе спиновых волн [4]. МК может демонстрировать сложную зонную структуру с сильной дисперсией и анизотропией [7]. Особенности пространственной и частотной фильтрации МК имеют очевидные преимущества в магнетонных приложениях [8,9].

Таким образом, использование многослойных пространственно-структурированных пленок феррит-гранатов может служить базой для вычислительной техники следующего поколения с низким уровнем энергопотребления на принципах магноники [10–12].

В настоящей работе исследуются особенности распространения сигнала в магнетонном волноводе, образованном ЖИГ-пленкой, состоящей из слоев с различной намагниченностью с периодической структурой на поверхности. Построены дисперсионные характеристики для таких систем и рассмотрены механизмы управления спектром мод при изменении направления внешнего магнитного поля. Предложенная концепция двухслойного спин-волнового волновода с МК может лежать в

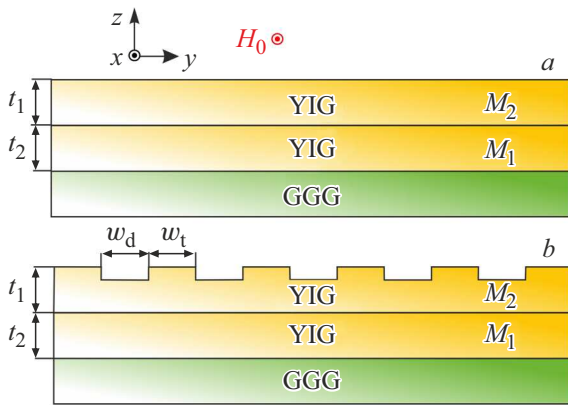


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры в двух конфигурациях: двуслойный волновод (а), двуслойный волновод с МК на поверхности (b).

основе изготовления управляемых магонных межсоединений с поддержкой многополосных режимов работы.

2. Исследуемая структура

На рис. 1 изображено схематичное изображение исследуемой двуслойной магонной структуры в двух конфигурациях, с периодическим рядом канавок и без них. Таким образом на поверхности конфигурации на рис. 1, b, находится магонный кристалл. На подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) расположен слой чистого ЖИГ толщиной $t_1 = 7 \mu\text{m}$ с намагниченностью насыщения $4\pi M_1 = 904 \text{ G}$, а на нем — слой ЖИГ толщиной $t_2 = 9 \mu\text{m}$ с намагниченностью насыщения $4\pi M_2 = 1738 \text{ G}$. Исследуемые структуры помещены

в однородное внешнее магнитное поле $H_0 = 670 \text{ Oe}$, ориентированное вдоль оси x , для эффективного возбуждения поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) [13]. Ширина канавки составляла $w_d = 200 \mu\text{m}$, таким образом период структуры составлял $400 \mu\text{m}$.

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 [14]. Уравнение для вектора напряженности электрического поля имеет следующий вид:

$$\nabla \times (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - k^2 \epsilon \mathbf{E} = 0,$$

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

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

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

$$\mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_B^2 - f^2}.$$

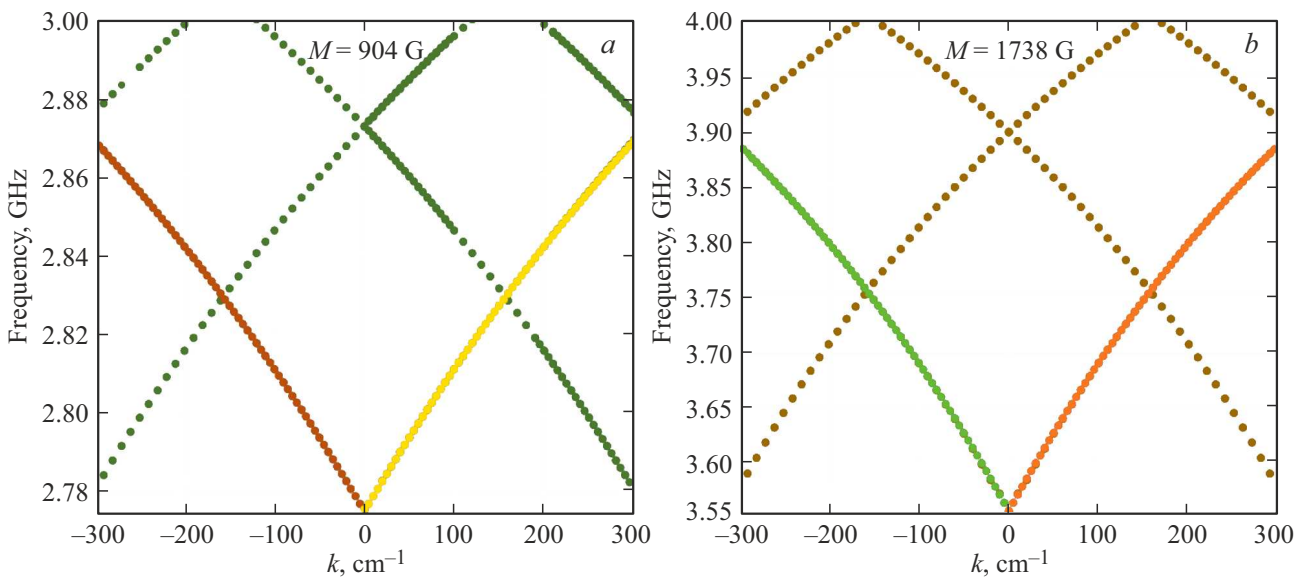


Рис. 2. Дисперсионные характеристики спиновых волн для волновода с однородной намагниченностью насыщения $M = 904 \text{ G}$ (а) и волновода с однородной намагниченностью насыщения $M = 1738 \text{ G}$ (b).

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

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 $k \approx k_0\sqrt{\epsilon}$ и наиболее эффективен для пленочных магнитных волноводов с толщинами слоев порядка единиц и десятков микрон [15].

4. Результаты численного моделирования

На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики мод спиновых волн, распространяющихся в магнетонном волноводе, которые были получены с помощью метода конечных элементов. Здесь представлены случаи, когда в слоях совпадают намагниченности насыщения, так на рис. 2, *a* показан случай, когда в обоих слоях $M = 904$ G, и на рис. 2, *b* для $M = 1738$ G, т.е. волноводы в этих случаях имеют однородную намагниченность. Здесь показаны две выраженные полосы частот, характерные для каждого из значений намагниченности, а именно полоса низких частот (НЧ) на рис. 2, *a* и полоса высоких частот (ВЧ) на рис. 2, *b*, частотная область определяется величиной намагниченности. При этом, при изменении направления внешнего магнитного поля, то есть в области отрицательных волновых чисел, дисперсионные характеристики симметричны. Т.е. эффект невзаимного распространения волн не наблюдается. В свою очередь можно ожидать, что в двуслойной системе, где намагниченность слоев будет 904 и 1738 G должны наблюдаться два диапазона частот, на которых волны могут распространяться.

Далее представлены результаты исследования двуслойной структуры с отличающимися намагниченностями в слоях (рис. 3, *a, b*). При этом в структуре наблюдаются одновременно, как и ВЧ- так и НЧ-полосы частот. Видно, что при изменении поляризации поля дисперсионные характеристики сильно меняются, особенно в НЧ-диапазоне, что показывает сильно невзаимное поведение СВ в двуслойной структуре.

На рис. 3, *c* представлена дисперсионная характеристика СВ в случае наличия на поверхности периодически изменяющихся геометрических параметров, то есть магнетонного кристалла. Видно, что на дисперсионной характеристике в ВЧ-диапазоне формируется запрещенная зона (FZ, отмеченная на рис. 3, *c*, которая соответствует волновому числу $k \sim k_B = 2\pi/L$, где L — период структуры, который равен $400 \mu\text{m}$, в исследуемой структуре. Таким образом в рассматриваемом случае $k_B = 157 \text{ cm}^{-1}$. Стоит отметить, что в НЧ-области дисперсионные характеристики не претерпевают искажений вовсе, что говорит о том, что именно МК вносит

изменения в спектр прохождения СВ. Таким образом изменяя период структуры можно получать запрещенные зоны на разных волновых числах, при этом из-за невзаимного поведения спиновых волн частота на ко-

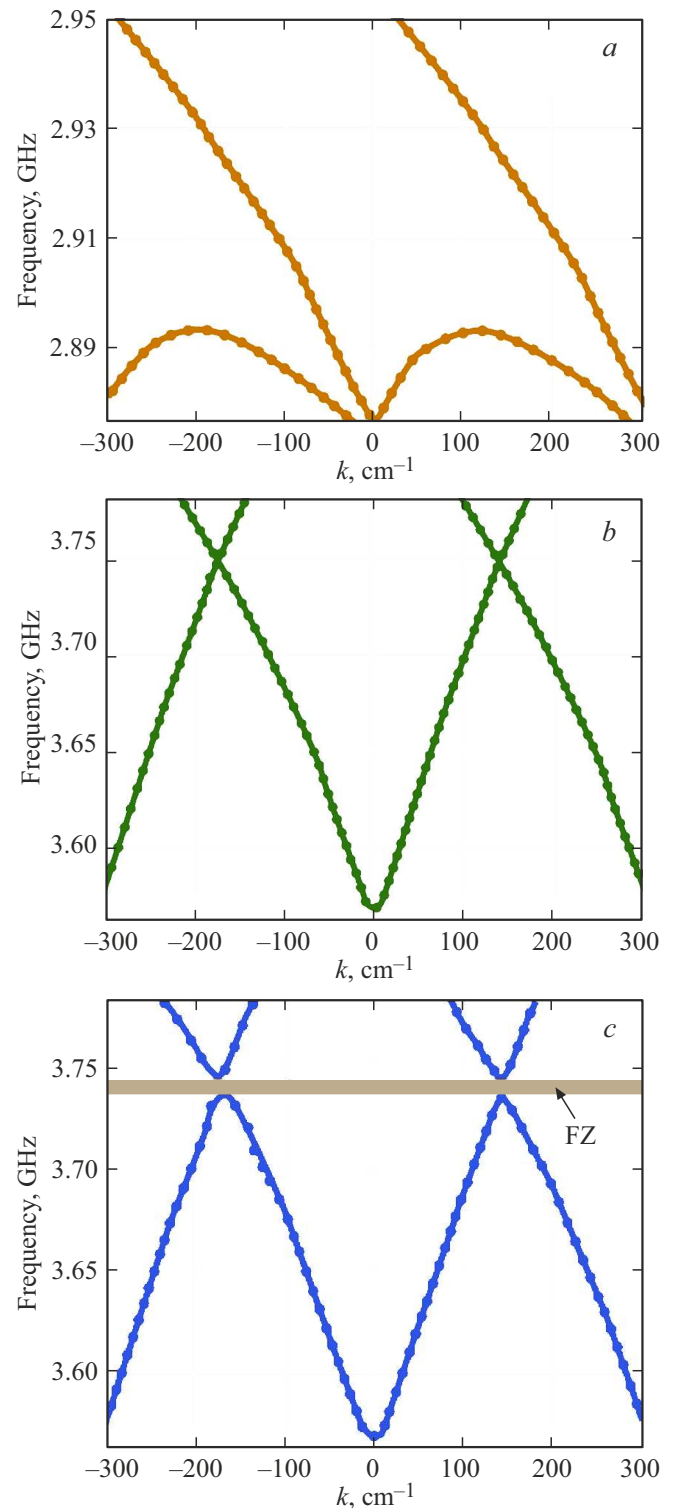


Рис. 3. Дисперсионные характеристики спиновых волн в двуслойном волноводе с отличающимися намагниченностями в слоях: (а) НЧ-область, (б) ВЧ-область; (с) дисперсионная характеристика для ВЧ-области в структуре с МК.

торой проявляется запрещенная зона будет отличаться, что открывает возможность создания многоканальных фильтров и приложений в коммуникациях или логических устройствах [16].

5. Заключение

Проведено исследование режимов распространения спин-волнового сигнала в двухслойном магнетонном волноводе. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и исследование динамики распространения СВ в двухслойной системе с МК ограниченной в поперечном направлении из железо-иттриевого граната. Были выявлены запрещенные зоны в такой системе, а также показано, как влияют геометрические параметры волноводов на динамику спиновых волн и запрещенные зоны при распространении волн в разных направлениях. Показано, что двухслойные структуры поддерживают две полосы частот распространения спиновых волн. Полученные результаты подтверждают возможность распространения спиновых волн в низкочастотном и высокочастотном диапазонах, с возможностью фильтрации сигнала на частотах запрещенных зон. Эти результаты открывают новые пути изготовления магнетонных устройств, которые используют эффекты невзаимного распространения 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] 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**, 1009 (2020).
- [2] I.V. Vetrova, M. Zelent, J. Šoltýs, V.A. Gubanov, A.V. Sadovnikov, T. Ščepka, J. Dérer, R. Stoklas, V. Cambel, M. Mruczkiewicz. Appl. Phys. Lett. **118**, 212409 (2021).
- [3] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press, London (1996).
- [4] A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands. Nature Phys. **11**, 453 (2015).
- [5] A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands. Nature Commun. **5**, 4700 (2014).
- [6] V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, S.O. Demokritov. Appl. Phys. Lett. **106**, 022403 (2015).
- [7] S. Tacchi, G. Duerr, J.W. Klos, M. Madami, S. Neusser, G. Gubbiotti, G. Carlotti, M. Krawczyk, D. Grundler. Phys. Rev. Lett. **109**, 137202 (2012).
- [8] S.E. Sheshukova, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, Y.P. Sharaevsky, S.A. Nikitov. IEEE Magn. Lett. **5**, 1–4, 3700204 (2014).
- [9] G. Gubbiotti, S. Tacchi, M. Madami, G. Carlotti, A.O. Adeyeye, M. Kostylev. J. Phys. D **43** 264003 (2010).
- [10] Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, A. Chumak. Sci. Adv. **4**, 1701517 (2018).
- [11] D.D. Stancil, A. Prabhakar. Spin Waves: Theory and Applications. Springer (2009).
- [12] S.O. Demokritov. In: Topology in Magnetism. Springer Series in Solid-State Sciences / Eds J. Zang, V. Cros, A. Hoffmann. V. **192**. Springer, Cham. (2018).
- [13] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids. **19**, 308 (1961).
- [14] A.V. Sadovnikov, K.V. Bublikov, E.N. Beginin, S.A. Nikitov. J. Commun. Technol. Electron. **59**, 914 (2014).
- [15] 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**, 042407 (2016).
- [16] 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 et. all. Roadmap on Spin-Wave Computing. IEEE Transact. Magn. (2022). 10.1109/TMAG.2022.3149664

Редактор Т.Н. Василевская