05,08

Распространение спиновых волн в касательно намагниченной пленке $Lu_{2.1}Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$

© С.Л. Высоцкий[1,2], М.Е. Селезнев[1], Г.М. Амаханов[3], Ю.В. Никулин[1,2], В.К. Сахаров[1,2]

[1] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Саратов, Россия
[2] Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия
[3] Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.,
Саратов, Россия

E-mail: vysotsl@gmail.com

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.
В окончательной редакции 6 марта 2025 г.
Принята к публикации 5 мая 2025 г.

Исследовано распространение поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн в намагниченной до насыщения пленке феррита-граната состава $Lu_{2.1}Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$. Сопоставление экспериментально полученных дисперсионных зависимостей с результатами численного моделирования позволяет сделать вывод о неоднородном распределении намагниченности насыщения по толщине пленки. Показано, что в низкочастотной области спектра потери на распространение поверхностных магнитостатических волн сопоставимы с аналогичным параметром в пленке железо-иттриевого граната, полученного с помощью жидкофазной эпитаксии. В интервале величин поля подмагничивания $0 < H < 400$ Oe показана возможность наблюдения спин-волновых возбуждений доменной структуры. Обнаружена зависимость их характеристик от геометрии эксперимента.

Ключевые слова: пленка феррита-граната состава $Lu_{2.1}Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$, поверхностные и обратные объемные магнитостатические волны, спин-волновые возбуждения доменной структуры.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61186.1HH-25

1. Введение

Эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов активно исследуются в связи с возможностью разнообразных практических применений. Для разработки устройств, использующих возбуждение и распространение спиновых волн (СВ), лучшими широко признаны пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) $Y_3Fe_5O_{12}$, ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) ΔH которых может составлять $0.2-0.5$ Oe, что обеспечивает малые потери на распространение СВ [1,2]. Кроме того, при пропускании через пленки ЖИГ поляризованного оптического излучения наблюдается поворот плоскости поляризации на угол φ (эффект Фарадея), что позволяет рассчитывать на применение этих пленок в устройствах спин-волновой магнитооптической электроники. Величина параметра удельного вращения $\phi = \varphi/t$, где t — длина пути распространения света, составляет для ЖИГ 0.1 deg/μm на длине волны 633 nm. Повысить величину ϕ оказалось возможным с помощью замещения в кристаллической решетке ЖИГ ионов иттрия ионами висмута. Для соединения $Y_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$ ($x = 0.8-3$), параметр ϕ увеличивается до 7.8 deg/μm [3], однако ΔH при этом возрастает до $25-30$ Oe [4], что для использования такого материала в качестве волновода СВ является неприемлемым. С целью улучшения сочетания магнитных и оптических свойств пленок ферритов-гранатов в состав их кристаллической решетки включаются разные редкоземельные элементы в различных сочетаниях и пропорциях, используются различные подложки и технологии получения пленок [5–14]. Из доступной нам литературы следует, что наилучшие результаты обеспечиваются при замещении в кристаллической решетке ЖИГ ионов иттрия комбинацией ионов висмута и лютеция $(LuBi)_3Fe_5O_{12}$. В этом случае величина ϕ может составлять 2 deg/μm, а ΔH не превышает $0.4-5$ Oe [10–18]. Минимальные величины из этого интервала сопоставимы с величиной этого параметра для ЖИГ. Действительно, распространение магнитостатических волн в пленках $(LuBi)_3Fe_5O_{12}$ описано в ряде работ [15–21]. Отметим, что эти исследования проводились при намагничивании пленок до насыщения. В то же время известно, что в пленке, например, состава $Lu_{2.1}Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$, доменная структура существует в аномально широком (по сравнению с пленками ЖИГ) интервале величин поля подмагничивания $0 < H < 400$ Oe [22]. Возможность наблюдения распространяющихся спин-волновых возбуждений в этом интервале полей не рассматривалась.

В настоящей работе исследуется распространение магнитостатических волн (МСВ) в касательно намагниченной пленке состава $Lu_{2.1}Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$. Показана возможность распространения спин-волновых возбуждений в доменной структуре, наблюдаемой в интервале величин поля подмагничивания $0 < H < 400$ Oe.

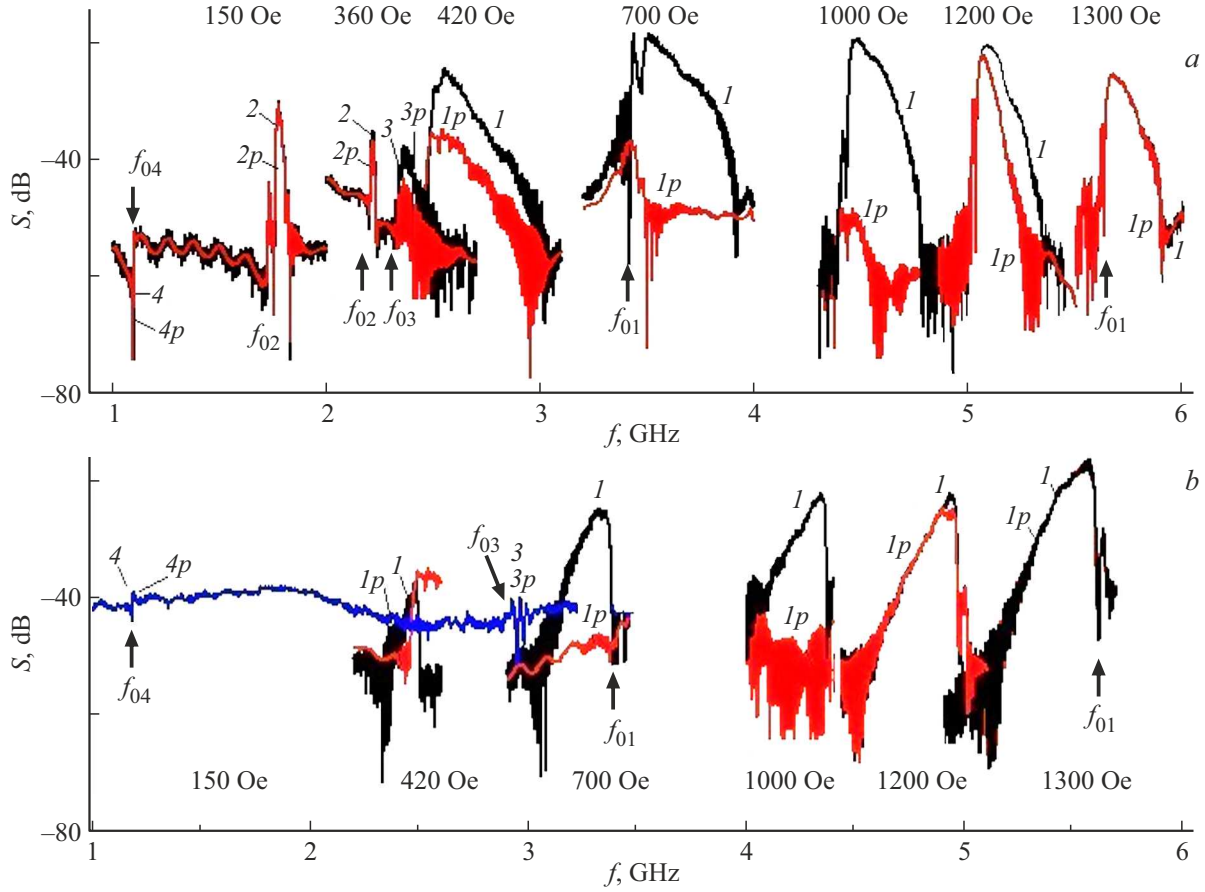

Рис. 1. Зависимости $S(f)$, отвечающие возбуждению ПМСВ (a) и ООМСВ (b) для величин H, указанных рядом с кривыми.

2. Исследуемая структура и методика эксперимента

Исследуемый образец представлял собой волновод с плоскостными размерами 9×5 mm, вырезанный из пленки состава $Lu_{2.1}Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$, полученной методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111) толщиной $t = 10\,\mu$m. Волновод устанавливался в макет линии задержки (далее — макет) с микрополосковыми антеннами шириной $40\,\mu$m с расстоянием между ними 4 mm, который размещался между полюсами электромагнита. Для исследования поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) и обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ) поле подмагничивания **H** направлялось, соответственно, перпендикулярно и параллельно длинной оси волновода. С помощью векторного анализатора цепей регистрировались частотные зависимости модуля $S(f)$ и фазы $S^{ph}(f)$ коэффициента передачи макета; величина поступающей на антенну мощности P_{in} могла меняться в пределах $-30-7$ dBm. Фазочастотная характеристика $S^{ph}(f)$ использовалась для построения дисперсионных зависимостей МСВ $q'(f)$, где q' — действительная часть волнового числа q. Частотная зависимость мнимой части волнового числа $q''(f)$, характеризующей пространственный декремент СВ, определялась в макете линии задержки на ПМСВ с изменяемым расстоянием между антеннами аналогично [23].

3. Результаты измерений

На рис. 1, a представлены зависимости $S(f)$, отвечающие возбуждению ПМСВ при значениях H, указанных рядом с кривыми. Кривые, полученные при $H > 400$ Oe, отвечающих насыщенному состоянию пленки, помечены *1* и *1p* для P_{in}, равных -20 и 7 dBm, соответственно. Назовем область частот наблюдения ПМСВ в насыщенной пленке ЖИГ SWE 1 (spin-wave excitation 1). При уменьшении H до величин, меньших поля насыщения $H_s \approx 400$ Oe, полоса SWE 1 разделяется на две области прохождения сигнала — низкочастотная (кривые *2*, *2p*) и высокочастотная (*3*, *3p*), которые могут быть отождествлены с наблюдением синфазных (SWE 2) и противофазных (SWE 3) колебаний намагниченности в доменах, соответственно [24]. SWE 2 наблюдается при уменьшении H до 0, тогда как SWE 3 регистрируется в узком интервале $300 < H < H_s$. Кроме того, при $H = 340$ Oe возникает и наблюдается при уменьшении H

до 0 узкая полоса регистрации сигнала, обусловленного волнами смещения доменных границ SWE 4 [25] — см. кривые *4*, *4p* для $H = 150$ Oe. Низкочастотные границы областей наблюдения $f_0(H)$ показаны стрелками на рис. 1, *a* ($f_{01}-f_{04}$ для областей SWE 1–SWE 4). Зависимости частот $f_{01}-f_{04}$ от величины H представлены на рисунке 2, *a* (кривые *1s–4s*). Отметим, что вид этих зависимостей, полученных при уменьшении H от величин $H > H_s$ до 0, сохраняется и при увеличении H от 0 до $H > H_s$.

На рис. 1, *b* и 2, *a* представлены, соответственно, зависимости $S(f)$ и $f_0(H)$, отвечающие возбуждению ООМСВ. Из рис. 2, *a* видно, что в интервале насыщающих полей $400 < H < 1300$ Oe зависимости $f_{01}(H)$ для ПМСВ (кривая *1s*) и ООМСВ (кривая *1v*) совпадают. При $H < H_s$ есть отличия от случая ПМСВ. Так, область SWE 3 возникает только при уменьшении H от 400 Oe до 320 Oe и затем наблюдается до $H = 0$. Аналога низкочастотной (синфазные колебания) области SWE 2 прохождения сигнала ПМСВ в случае ООМСВ не наблюдается. Сигнал SWE 4, обусловленный волнами смещения доменных границ, регистрируется при $0 < H < 200$ Oe (кривые *4*, *4p* на рис. 1, *b*). При увеличении H от 0 до $H > H_s$ вид зависимостей $f_0(H)$, представленных на рис. 2, *a* кривыми *1v*, *3v*, *4v*, сохраняется, аналогично случаю ПМСВ.

На рис. 3 приведены результаты исследования перестройки доменной структуры в исследуемом образце при уменьшении величины H от 1.4 kOe до 0. Изображение доменной структуры получено с помощью цифровой камеры, сопряженной с поляризационным микроскопом. Регистрация доменов становилась возможной при величинах H меньших поля насыщения $H_s \approx 380$ Oe. Наблюдалась полосовая доменная структура (ДС) с периодом 3.5–4 μm (рис. 3, *a, c*), который по мере уменьшения H до 0 увеличивался до примерно 6 μm (рис. 3, *b, d*) при соотношении ширин „темного“ и „светлого“ доменов, близком к единице. Такая зависимость сохранялась при направлении **H** как вдоль короткой (рис. 3, *a, b*), так и вдоль длинной (рис. 3, *c, d*) стороны волновода. На рис. 3, *a–d* стрелками показаны направления распространения СВ в геометрии ПМСВ (рис. 3, *a, b*) и ООМСВ (рис. 3, *c, d*).

Подчеркнем, что регистрация ДС и измерения зависимости $S(f)$ проводились после намагничивания пленки до насыщения с последующим уменьшением H до 0. В то же время было обнаружено, что как вид ДС и динамика ее изменения при перестройке H, так и возможность наблюдения спин-волновых возбуждений при $H < H_s$ существенно зависят от магнитной истории образца. Например, пусть пленка намагничена до насыщения в направлении $\mathbf{H}_1$ вдоль короткой стороны волновода (рис. 4, *a*). При помещении этого волновода в условия, когда он будет намагничиваться в другом направлении $\mathbf{H}_2$ (в условиях эксперимента $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_2$), увеличение $\mathbf{H}_2$ от 0 до величин, близких к полю насыщения, не приводит к переориентации доменов в новом направлении намагничивания $\mathbf{H}_1$ (рис. 4, *b–f*). В свою очередь, при $H > H_s$ зависимости $f_0(H)$ не отличаются от описанных выше. Аналогичное поведение ДС наблюдается и в случае, когда волновод предварительно намагничивается в направлении длинной стороны, а

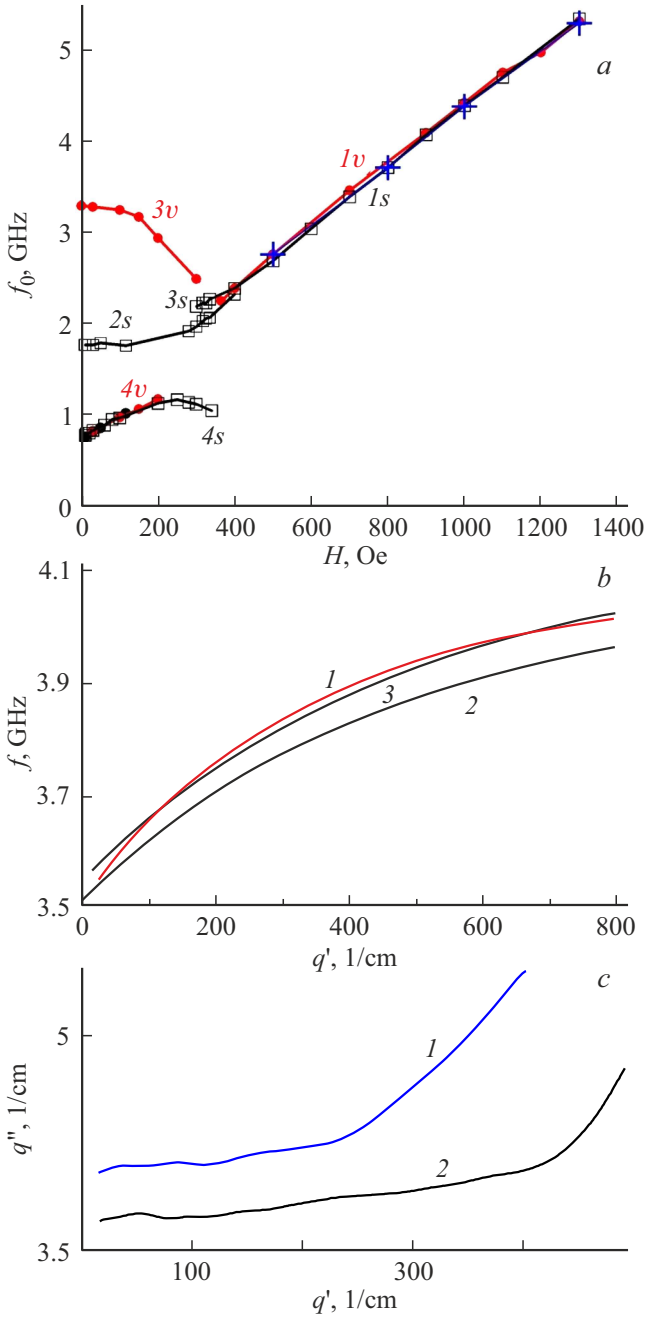

Рис. 2. Зависимости частот $f_{01}-f_{04}$ от величины H для ПМСВ (кривые *1s–4s*) и ООМСВ (кривые *1v*, *3v*, *4v*), а также функция $f_0 = \gamma\sqrt{H(H+4\pi M)}$ (крестики) (*a*); дисперсионные зависимости ПМСВ, полученные из эксперимента (кривая *1*) и рассчитанные для однородного (кривая *2*) и неоднородного (кривая *3*) распределения $4\pi M$ по толщине пленки (*b*); зависимости $q''(q')$ для исследуемой пленки (кривая *1*) и пленки ЖИГ (кривая *2*) (*c*).

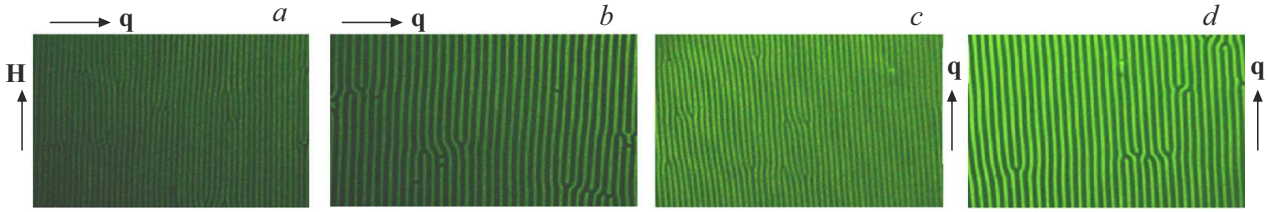

Рис. 3. Изображения доменных структур в исследуемой пленке при намагничивании вдоль короткой (a, b) и длинной (c, d) сторон волновода. $H = 380\,(a, c)$, $H = 0\ (b, d)$.

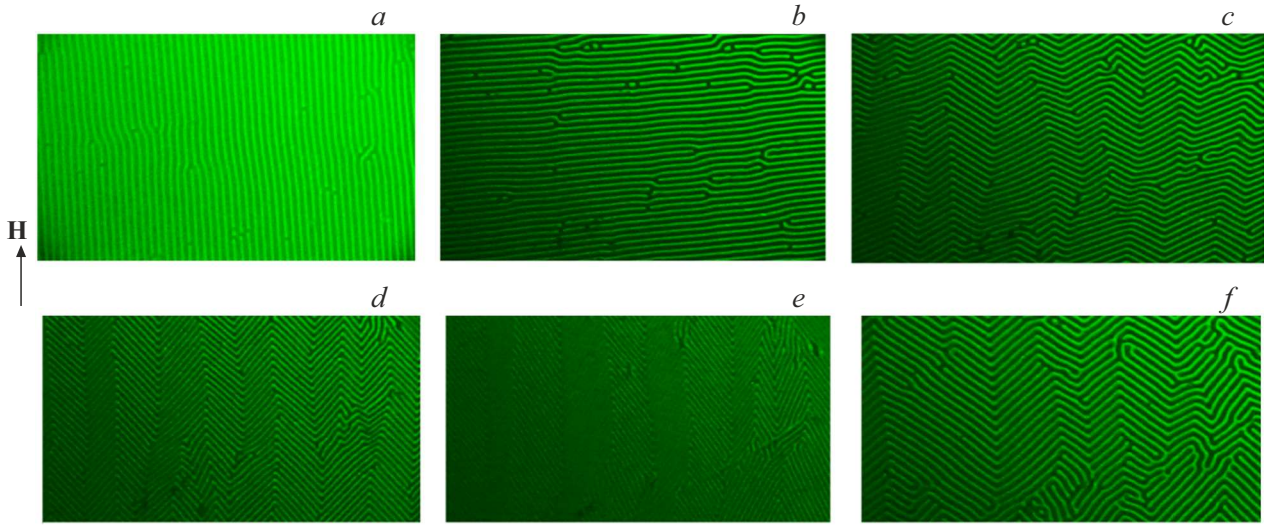

Рис. 4. Изображения доменных структур в исследуемой пленке при $H = 0$ после предварительного намагничивания до насыщения вдоль короткой стороны волновода (a), при помещении в магнит для намагничивания вдоль длинной стороны волновода при $H = 0\ (b)$, $H = 60\,\text{Oe}\ (c)$, $H = 300\,\text{Oe}\ (d)$, $H = 350\ (e)$, при уменьшении H до $0\,(f)$.

поведение ДС исследуется при увеличении от 0 поля **H**, направленного вдоль короткой стороны волновода. На наш взгляд, такую особенность можно трактовать как своего рода „память“ пленки об ориентации намагниченности в состоянии насыщения. Подробное исследование особенностей динамики доменной структуры в данной пленке выходит за рамки настоящей работы.

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим, прежде всего, вопрос о важном параметре магнитных пленок — намагниченности насыщения $4\pi M$. На рис. 2, a синими крестиками показаны результаты расчета частот f_0 касательно намагниченной пленки для нескольких величин H, полученные с помощью известного выражения $f_0 = \gamma\sqrt{H(H + 4\pi M)}$, где $\gamma = 2.8\,\text{MHz/Oe}$ при $4\pi M = 1460\,\text{G}$ [26]. Видно хорошее совпадение с результатами измерений (кривые *1s*, *1v*). В то же время расчет дисперсионной зависимости $q'(f)$, проведенный при $t = 10\,\mu\text{m}$, $4\pi M = 1460\,\text{G}$ с помощью известного выражения [26] $f^2 = f_0^2 + \frac{f_m^2}{4}\left(1 - e^{-2qt}\right)$, где $f_m = \gamma 4\pi M$ (кривая *2* на рис. 2, b), демонстрирует заметное отличие от полученной из результатов измерений зависимости (кривая *1* на рис. 2, b).

Мы провели расчеты дисперсионной зависимости аналогично [27] в предположении, что величина параметра $4\pi M$ может быть непостоянна по толщине пленки и изменяется линейно от величины $4\pi M_{bot}$ на границе пленка — подложка до величины $4\pi M_{surf}$ на поверхности пленки. Значения $4\pi M_{bot}$ и $4\pi M_{surf}$ варьировались в пределах 1435–1490 G и 1510–1585 G, соответственно. Лучшее соответствие экспериментальной кривой было получено при $4\pi M_{bot} = 1480\,\text{G}$, $4\pi M_{surf} = 1520\,\text{G}$ (ср. кривые *3* и *1* на рис. 2, b). Причина небольших различий в ходе кривых, а также увеличение параметра $4\pi M$ по сравнению с определенным из результатов измерений f_0 значением $4\pi M = 1460\,\text{G}$ связаны, по-видимому, с тем, что закон распределения $4\pi M$ по толщине пленки имеет более сложный характер. Заметим, что предположение о неоднородности этого параметра по толщине пленки, идентичной по составу исследуемой, высказывалось в [22].

На рис. 1, a, b кривыми *1p–4p* показан вид зависимостей $S(f)$ при уровне $P_{in} = 7\,\text{dBm}$. Можно видеть, что

при уменьшении величины H до ~ 1200 Oe в пленке могут развиваться нелинейные процессы, ограничивающие уровень передачи сигнала. Отметим при этом, что в области $H < H_s$ в случае ПМСВ для SWE 2, например, этот уровень оказывается недостаточным — вид зависимости $S(f)$ не меняется.

На рис. 2, *c* показаны зависимости пространственного декремента ПМСВ от действительной части волнового вектора $q''(q')$, измеренные в исследуемом образце (кривая *1*) и пленке ЖИГ толщиной 15.6 μm при $H = 720$ Oe (кривая *2*). Определенные из результатов измерений, например, при $q'' = 200\,\text{cm}^{-1}$, величины параметра $\Delta H = q''/\gamma$ [28] составили 0.4 Oe и 0.95 Oe для ЖИГ и исследуемой пленки, соответственно. Отметим, что полученная из результатов измерений для пленки ЖИГ величина хорошо согласуется с указанным в паспорте пленки интервалом 0.29–0.36 Oe.

5. Выводы

В диапазоне величин поля подмагничивания $H = 0-1.3$ kOe исследовано распространение в диапазоне 0.5–6 GHz поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн в касательно намагниченной пленке феррита-граната состава $Lu_{2.1}Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$. В интервале $0 < H < 400$ Oe, отвечающем ненасыщенному состоянию пленки, исследовано распространение спин-волновых возбуждений в доменной структуре. Обнаружены особенности поведения доменной структуры при перестройке направления поля подмагничивания, которые предложено трактовать как „память“ доменной структуры об ориентации в состоянии насыщения.

Благодарности

Авторы выражают благодарность А.Г. Темирязеву за полезные обсуждения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-29-00640.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands. J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 264002 (2010).
[2] A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands. Nat. Phys. **11**, 453 (2015).
[3] N. Adachi, V.P. Denysenkov, S.I. Khartsev, A.M. Grishina, T. Okuda. J. Appl. Phys. **88**, *5*, 2734 (2000).
[4] В.Ф. Шкарь, В.П. Денисенков, А.М. Гришин, А.А. Ялали, С.И. Харцев, Е.И. Николаев, В.Н. Саяпин. ФТТ **45**, *12*, 2227 (2003).
[5] I.M. Syvorotka, S.B Ubizskii, M. Kučera, M. Kuhn, Z. Véertesy. J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, 1178 (2001).
[6] B. Keszei, Z. Vértesy, G. Vértesy. Cryst. Res. Technol. **36**, *8–10*, 953 (2001).
[7] В.В. Рандошкин, Н.Н. Усманов, Ю.А. Кокшаров, В.И. Козлов, А.М. Салецкий, Н.Н. Сысоев, Н.В. Васильева. ЖТФ **76**, *6*, 119 (2006).
[8] Y. Zhang, X. Liu, D. Zhang, Y. Rao, H. Zhang. AIP Adv. **11**, 065113 (2021).
[9] D. Zhang, Z. Tao, L. Jin, Q. Yang, Q. Li, H. Zhang. J. Magn. Magn. Mater. **584**, 171063 (2023).
[10] Y.-J. Huang, G.-J. Wen, T.-Q. Li, J.L.-W. Li, K. Xie. IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett. **11**, 264 (2012).
[11] Q.-H. Yang, H.-W. Zhang, Q.-Y. Wen, Y.-L.L. Wen. J. Appl. Phys. **111**, 07A513 (2012).
[12] I.I. Syvorotka, I.M. Syvorotka, A. Prabhakar, P. Kumar. International Conference on Fibre Optics and Photonics. OSA Technical Digest (online). Paper MPo.25 (2012).
[13] Y.H. Yang, H.W. Zhnag, Q.Y. Wen, Y.L. Liu, I.M. Syvorotka, I.I. Syvorotka. Chin. Phys. Lett. **26**, *4*, 47401 (2009).
[14] H. Zhang, Q. Yang, F. Bai. IEEE Trans. Magn. **47**, *2*, 295 (2011).
[15] T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B.A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, K. Kuroda. Nat. Photonics **6**, 622 (2012).
[16] S.D. Silliman, D.M. Gualtieri, D.D. Stancil. J. Appl. Phys. **73**, *10*, 6460 (1993).
[17] H. Tamada, M. Kaneko, T. Okamoto. J. Appl. Phys. **64**, *2*, 554 (1988).
[18] H. Tamada, M. Kaneko, T. Okamoto. J. Magn. Soc. Jpn. **11**, Supplement, *S1*, 397 (1987).
[19] O. Büttner, M. Bauer, C. Mathieu, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, P.A. Kolodin, M.P. Kostylev, S. Sure, H. Dotsch, D.V. Grimalsky, Yu. Rapoport, A.N. Slavin. IEEE Trans. Magn. **34**, 1381 (1998).
[20] A.I. Chernov, M.A. Kozhaev, I.V. Savochkin, D.V. Dodonov, P.M. Vetoshko, A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov. Opt. Lett. **42**, *2*, 279 (2017).
[21] А.И. Чернов, М.А. Кожаев, П.М. Ветошко, Д.В. Додонов, А.Р. Прокопов, А.Г. Шумилов, А.Н. Шапошников, В.Н. Бержанский, А.К. Звездин, В.И. Белотелов. ФТТ **58**, *6*, 1093 (2016).
[22] M. Temiryazeva, E. Mamonov, A. Maydykovskiy, A. Temiryazev, T. Murzina. Magnetochemistry **8**, 180 (2022).
[23] П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков, В.В. Тихонов. РЭ **30**, *6*, 1164 (1985).
[24] С.А. Киров, А.И. Пильщиков, Н.Е. Сырьев. ФТТ **16**, *10*, 3051 (1974).
[25] С.А. Вызулин, С.А. Киров, Н.Е. Сырьев. РЭ **30**, *1*, 179 (1985).
[26] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994). 464 с.
[27] R.A. Gallardo, P. Alvarado-Seguel, T. Schneider, C. Gonzalez-Fuentes, A. Roldan-Molina, K. Lenz, J. Linder, P. Landeros. New J. Phys. **21**, 033026 (2019).
[28] А.С. Берегов, Е.В. Кудинов. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ *6* (*400*) 8 (1986).

Редактор Е.Ю. Флегонтова