

05,08

Распространение спиновых волн в касательно намагниченной пленке $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

© С.Л. Высоцкий^{1,2}, М.Е. Селезнев¹, Г.М. Амаханов³, 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 $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. 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 $0 < H < 400$ Ое показана возможность наблюдения спин-волновых возбуждений доменной структуры. Обнаружена зависимость их характеристик от геометрии эксперимента.

Ключевые слова: пленка феррита-граната состава $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, поверхностные и обратные объемные магнитостатические волны, спин-волновые возбуждения доменной структуры.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61186.1NN-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) $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) ΔH которых может составлять 0.2–0.5 Ое, 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 $\phi = \phi/t$, 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 $\text{Y}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($x = 0.8-3$), параметр ϕ увеличивается до 7.8 deg/ μm [3], однако ΔH при этом возрастает до 25–30 Ое [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 $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. В этом случае величина ϕ может составлять 2 deg/ μm , а ΔH не превышает 0.4–5 Ое [10–18]. Минимальные величины из этого интервала сопоставимы с величиной этого параметра для ЖИГ. Действительно, распространение магнитостатических волн в пленках $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 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 $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, доменная структура существует в anomalно широком (по сравнению с пленками ЖИГ) интервале величин поля подмагничивания $0 < H < 400$ Ое [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 $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Показана возможность распространения спин-волновых возбуждений в доменной структуре, наблюдаемой в интервале величин поля подмагничивания $0 < H < 400$ Ое.

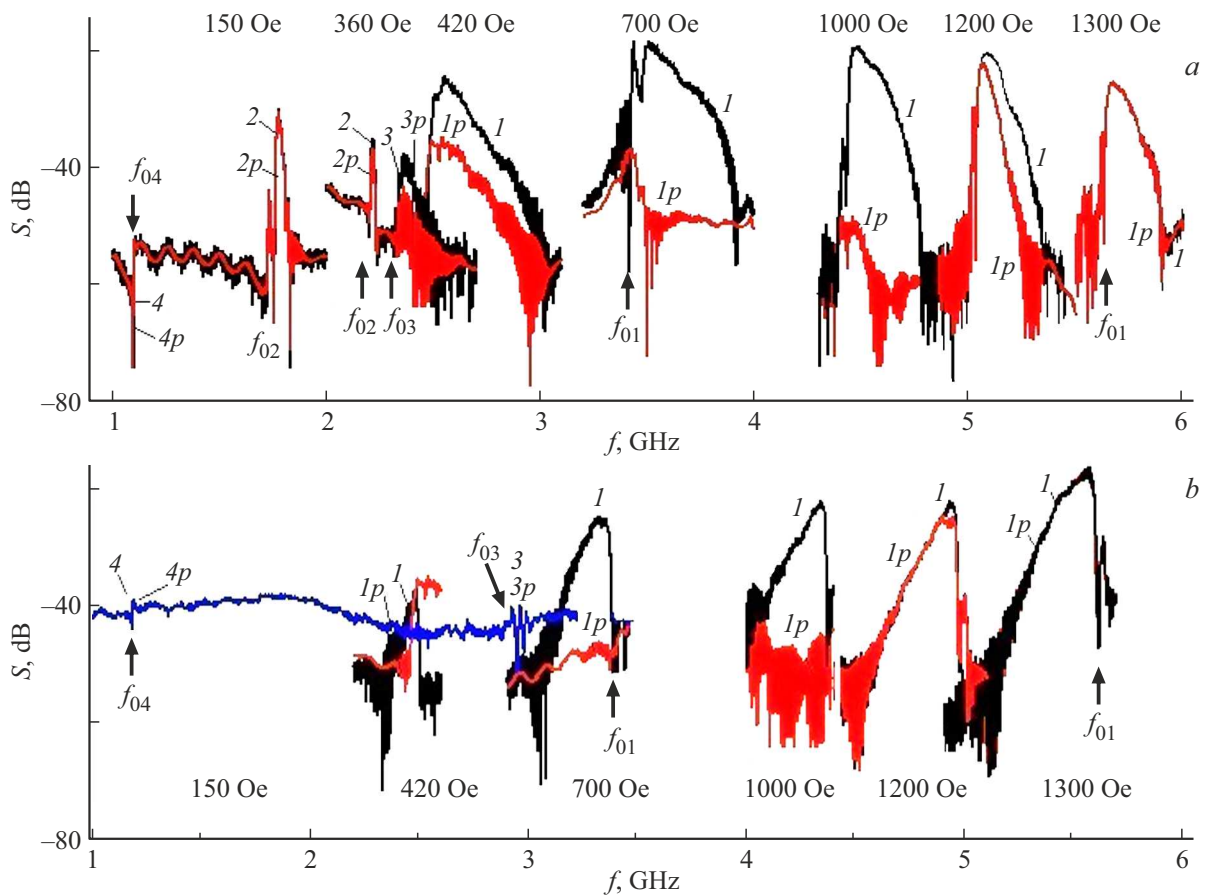


Рис. 1. Зависимости $S(f)$, отвечающие возбуждению ПМСВ (а) и ООМСВ (б) для величин H , указанных рядом с кривыми.

2. Исследуемая структура и методика эксперимента

Исследуемый образец представлял собой волновод с плоскостными размерами 9×5 mm, вырезанный из пленки состава $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, полученной методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111) толщиной $t = 10 \mu\text{m}$. Волновод устанавливался в макет линии задержки (далее — макет) с микрополосковыми антеннами шириной $40 \mu\text{m}$ 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 $S^{\text{ph}}(f)$ коэффициента передачи макета; величина поступающей на антенну мощности P_{in} могла меняться в пределах -30 – 7 dBm. Фазочастотная характеристика $S^{\text{ph}}(f)$ использовалась для построения дисперсионных зависимостей МСВ $q'(f)$, где q' — действительная часть волнового числа q . Частотная зависи-

мость 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, а 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 SWE1 (spin-wave excitation 1). При уменьшении H до величин, меньших поля насыщения $H_s \approx 400$ Oe, полоса SWE1 разделяется на две области прохождения сигнала — низкочастотная (кривые $2, 2p$) и высокочастотная ($3, 3p$), которые могут быть отождествлены с наблюдением синфазных (SWE2) и противофазных (SWE3) колебаний намагниченности в доменах, соответственно [24]. SWE2 наблюдается при уменьшении H до 0, тогда как SWE3 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, 4*p* для $H = 150$ Ое. 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 1*s*–4*s*). 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 $400 < H < 1300$ Ое зависимости $f_{01}(H)$ для ПМСВ (кривая 1*s*) и ООМСВ (кривая 1*v*) совпадают. При $H < H_s$ есть отличия от случая ПМСВ. Так, область SWE3 возникает только при уменьшении H от 400 Ое до 320 Ое и затем наблюдается до $H = 0$. Аналога низкочастотной (синфазные колебания) области SWE2 прохождения сигнала ПМСВ в случае ООМСВ не наблюдается. Сигнал SWE 4, обусловленный волнами смещения доменных границ, регистрируется при $0 < H < 200$ Ое (кривые 4, 4*p* на рис. 1, *b*). При увеличении H от 0 до $H > H_s$ вид зависимостей $f_0(H)$, представленных на рис. 2, *a* кривыми 1*v*, 3*v*, 4*v*, сохраняется, аналогично случаю ПМСВ.

На рис. 3 приведены результаты исследования перестройки доменной структуры в исследуемом образце при уменьшении величины H от 1.4 кОе до 0. Изображение доменной структуры получено с помощью цифровой камеры, сопряженной с поляризационным микроскопом. Регистрация доменов становилась возможной при величинах H меньших поля насыщения $H_s \approx 380$ Ое. Наблюдалась полосовая доменная структура (ДС) с периодом $3.5-4 \mu\text{m}$ (рис. 3, *a, c*), который по мере уменьшения H до 0 увеличивался до примерно $6 \mu\text{m}$ (рис. 3, *b, d*) при соотношении ширин „темного“ и „светлого“ доменов, близком к единице. Такая зависимость сохранялась при направлении $\mathbf{H}$ 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

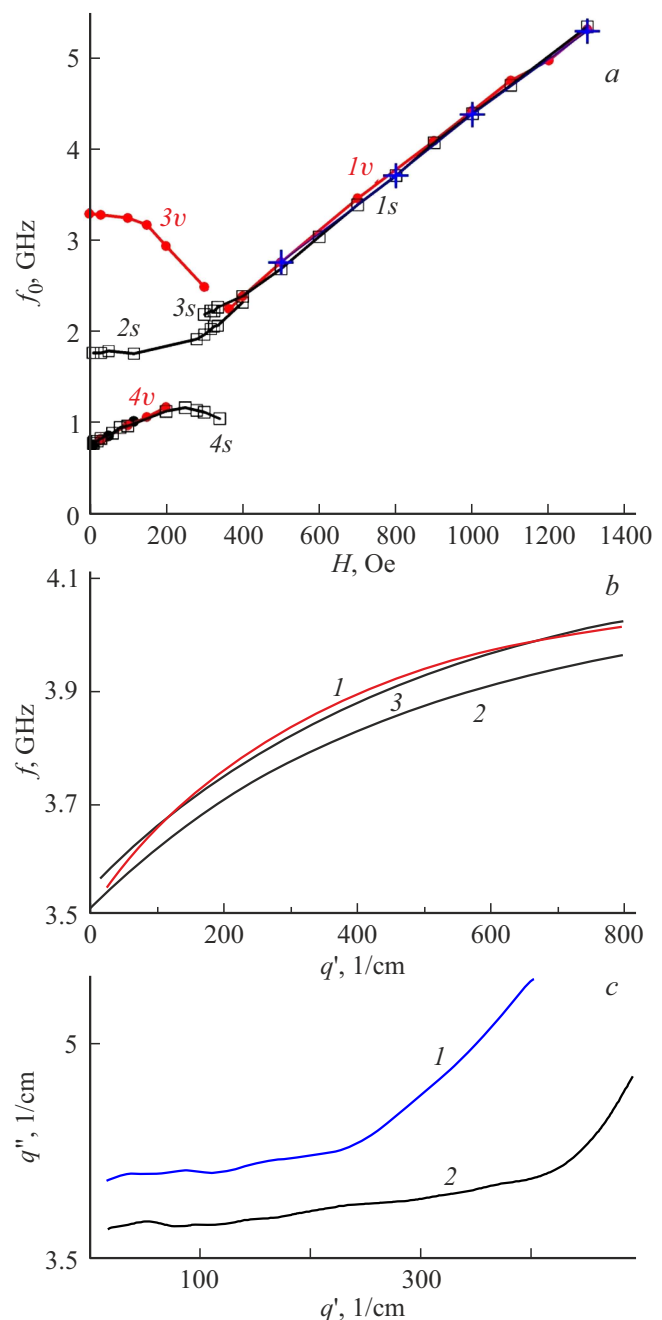


Рис. 2. Зависимости частот $f_{01}-f_{04}$ от величины H для ПМСВ (кривые 1*s*–4*s*) и ООМСВ (кривые 1*v*, 3*v*, 4*v*), а также функция $f_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M)}$ (крестики) (*a*); дисперсионные зависимости ПМСВ, полученные из эксперимента (кривая 1) и рассчитанные для однородного (кривая 2)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

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

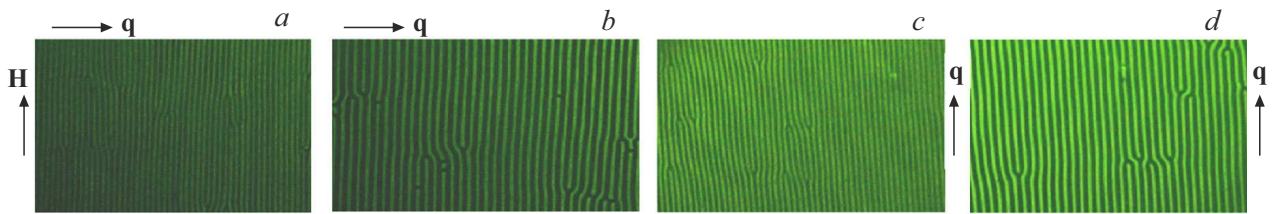


Рис. 3. Изображения доменных структур в исследуемой пленке при намагничивании вдоль короткой (*a, b*) и длинной (*c, d*) сторон волновода. $H = 380$ (*a, c*), $H = 0$ (*b, d*).

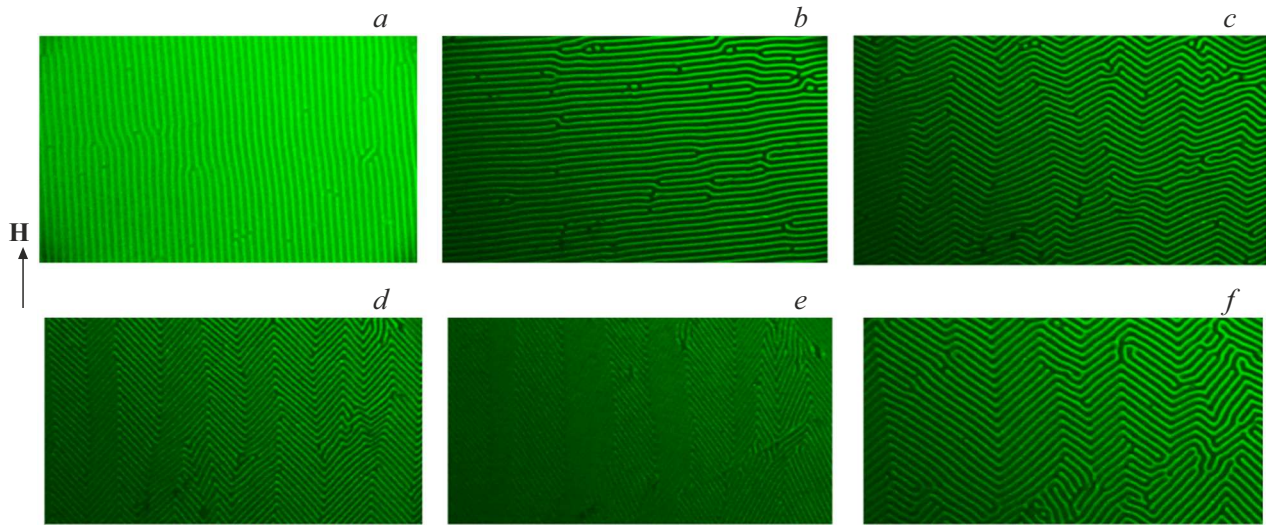


Рис. 4. Изображения доменных структур в исследуемой пленке при $H = 0$ после предварительного намагничивания до насыщения вдоль короткой стороны волновода (*a*), при помещении в магнит для намагничивания вдоль длинной стороны волновода при $H = 0$ (*b*), $H = 60$ Ое (*c*), $H = 300$ Ое (*d*), $H = 350$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

поведение ДС исследуется при увеличении от 0 поля $\mathbf{H}$, 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 $\gamma = 2.8$ МГц/Ое при $4\pi M = 1460$ Г [26]. Видно хорошее совпадение с результатами измерений (кривые I_s , I_v). В то же время расчет дисперсионной зависимости $q'(f)$, проведенный при $t = 10 \mu\text{m}$, $4\pi M = 1460$ Г с помощью известного выражения [26] $f^2 = f_0^2 + \frac{f_m^2}{4} (1 - e^{-2qt})$, где $f_m = \gamma 4\pi M$ (кривая 2 на

рис. 2, *b*), демонстрирует заметное отличие от полученной из результатов измерений зависимости (кривая I 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 пленки — 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 Г и 1510–1585 Г, соответственно. Лучшее соответствие экспериментальной кривой было получено при $4\pi M_{bot} = 1480$ Г, $4\pi M_{surf} = 1520$ Г (ср. кривые 3 и I 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 $4\pi M = 1460$ Г 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 I_p – $4p$ показан вид зависимостей $S(f)$ при уровне $P_{in} = 7$ dBm. Можно видеть, что

при уменьшении величины H до ~ 1200 Ое 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, с показаны зависимости пространственного декремента ПМСВ от действительной части волнового вектора $q''(q')$, измеренные в исследуемом образце (кривая 1) и пленке ЖИГ толщиной $15.6 \mu\text{m}$ при $H = 720$ Ое (кривая 2). Определенные из результатов измерений, например, при $q'' = 200 \text{ cm}^{-1}$, величины параметра $\Delta H = q''/\gamma$ [28] составили 0.4 Ое и 0.95 Ое 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 Ое.

5. Выводы

В диапазоне величин поля подмагничивания $H = 0\text{--}1.3$ кОе исследовано распространение в диапазоне 0.5–6 GHz поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн в касательно намагниченной пленке феррита-граната состава $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. В интервале $0 < H < 400$ Ое, 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. Темиряеву 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. Ялал, 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. Véertesy, G. Véertesy. *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] М. 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