

05,13

## Поверхностные магнитостатические волны в пленках железо-иттриевого граната с поверхностной субволновой метаструктурой из пленки пермаллоя

© С.Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>, Ю.В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, В.К. Сахаров<sup>1</sup>, Н.Н. Новицкий<sup>3</sup>, Г.М. Дудко<sup>1</sup>, А.И. Стогний<sup>3</sup>, Ю.А. Филимонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов, Россия

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

<sup>3</sup> ГНПО „НПЦ НАН Беларуси по материаловедению“, Минск, Беларусь

E-mail: vysotsl@gmail.com

Поступила в Редакцию 26 марта 2020 г.

В окончательной редакции 26 марта 2020 г.

Принята к публикации 2 апреля 2020 г.

Экспериментально исследованы частотные зависимости коэффициента передачи поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), распространяющихся в субволновых магнанных структурах, полученных с помощью нанесения на поверхность пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) 1D- и 2D-тонкопленочных метаструктур на основе пленки пермаллоя толщиной 40 nm. Такие структуры в типичном для исследования ПМСВ в пленках ЖИГ диапазоне частот 1–10 GHz приводят к модуляции затухания и эффективного внутреннего магнитного поля в пленке ЖИГ. Показана возможность управления параметрами полосы непропускания ПМСВ с помощью выбора направления намагничивания в плоскости структур относительно их осей симметрии.

**Ключевые слова:** магнитостатические волны, магнанные структуры, субволновая периодическая решетка.

DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49775.12H

### 1. Введение

Распространение магнитостатических волн (МСВ) в магнанных кристаллах — волноводах МСВ с периодически изменяющимися свойствами — на протяжении последнего десятилетия остается одним из активно исследуемых направлений спин-волновой электроники [1,2]. Характерной особенностью распространения МСВ в магнанных кристаллах (МК) является возникновение в их спектре запрещенных зон на частотах  $f_B$  брэгговских резонансов (БР), отвечающих условию

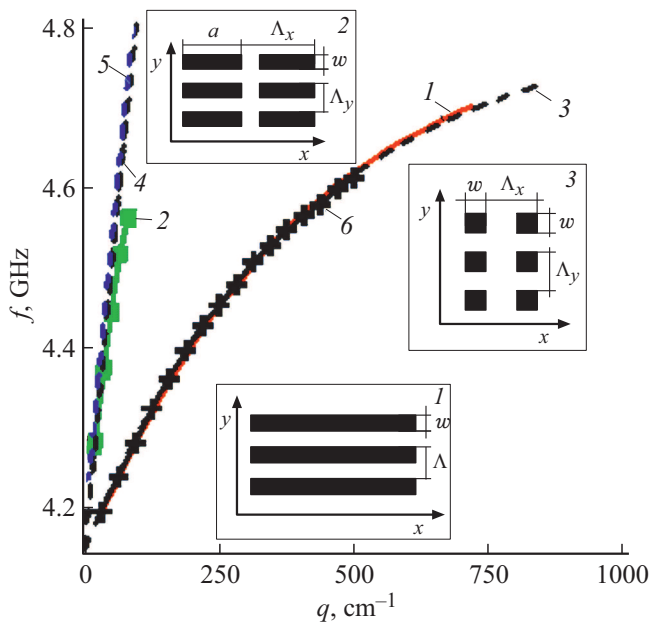
$$f_B = f(q_B = \pi n/\Lambda), \quad (1)$$

где  $q_B$  — волновое число МСВ на частоте  $f_B$ ,  $\Lambda$  — период изменения параметра,  $n = 1, 2, \dots$ . При изготовлении МК из пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) формирование периодической структуры может осуществляться за счет изменения геометрических параметров — толщины пленки [3,4] или ширины вырезанного из пленки волновода [5], магнитных параметров [6], помещения пленки в периодически изменяющееся магнитное поле [7] или размещения на поверхности пленки периодической решетки из металлических [8–11] или полупроводниковых [12] элементов.

Отметим, что в случае формирования на поверхности пленок ЖИГ решеток из проводящих элементов их

влияние в зависимости от проводимости  $\sigma$  и толщины  $t$  проводника на распространение ПМСВ может проявляться либо за счет модуляции дисперсии волны под металлом [3–10], либо за счет модуляции коэффициента затухания ПМСВ [12]. Так, например, в случае периодической решетки из металлических полосок при их толщине  $t > l_s$ , где  $l_s$  — глубина скин-слоя, магнанный кристалл формируется за счет изменения скорости МСВ на „металлизированных“ участках пленки. В то же время, при  $t \ll l_s$  полоски металла вносят дополнительные потери на распространение МСВ и могут сделать наблюдение БР невозможным [13].

Следует отметить, что для формирования поверхностных металлических решеток используются, как правило, немагнитные металлы. В то же время использование для изготовления таких решеток магнитных материалов позволит за счет эффекта размагничивания на границах элементов решеток влиять на распределение внутреннего магнитного поля в пленке ЖИГ. Это может приводить к появлению запрещенных зон в спектре ПМСВ на частотах брэгговских резонансов аналогично [14]. При этом можно ожидать, что изменение направления поля подмагничивания относительно осей 1D- и 2D-метаструктур будет сопровождаться появлением запрещенных полос в спектре передачи метаструктуры аналогично случаям неколлинеарной брэгговской дифракции ПМСВ в маг-



**Рис. 1.** Экспериментально полученные дисперсионные зависимости ПМСВ: 1 — в свободной пленке ЖИГ, 2 — в пленке ЖИГ со сплошной пленкой Ру, 6 — в структуре с пермалловыми полосками при  $\theta = 0$ ; рассчитанные дисперсионные зависимости ПМСВ — 3, 4 и 5 — для свободной пленки ЖИГ, структур ЖИГ-идеальный металл и ЖИГ-пермаллоя, соответственно,  $H = 828$  Ое.

нонных кристаллах, рассмотренных в работах [15–16]. Кроме того, наличие на поверхности пленки ЖИГ слоя магнитного материала может проявляться и в виде особенностей в распространении ПМСВ, рассмотренных для случая двухслойных магнитных пленок [17]. Дисперсия „внутренней“ волны, распространяющаяся вдоль границы раздела магнитных сред, отличается от случая свободной пленки и может менять характер дисперсии на обратный. Этот эффект необходимо учитывать при выборе параметров материала решетки.

Целью данной работы является исследование влияния поверхностных периодических метаструктур из тонкой пленки пермаллоя на поверхности пленки ЖИГ на распространение в ней поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

## 2. Структуры и методика эксперимента

Исследованные в работе МК получались на основе пленки ЖИГ с намагниченностью насыщения  $4\pi \approx 1750$  Г, толщиной  $d \approx 11 \mu\text{m}$  и шириной линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H \approx 0.5$  Ое. На поверхность пленки ЖИГ методом магнетронного распыления наносились пленки пермаллоя (Ру) толщиной  $t \approx 40\text{--}90$  нм намагниченностью  $4\pi M \approx 8000$  Г и удельным сопротивлением  $\rho \approx 40 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ . Затем с использованием методов фотолитографии и ионно-

го травления из пленки Ру формировались одномерные (1D) и двумерные (2D) периодические структуры. 1D-структуры имели вид решетки из микрополосок шириной  $w \approx 5 \mu\text{m}$  и периодом  $\Lambda \approx 10 \mu\text{m}$ . Структуры 2D имели вид решеток из прямоугольников шириной  $w \approx 5 \mu\text{m}$  и длиной  $a \approx 20 \mu\text{m}$  и периодами по осям  $\Lambda_x \approx 25 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda_y \approx \Lambda$  или квадратов  $\approx 5 \times 5 \mu\text{m}$  и периодами  $\Lambda_{x,y} \approx \Lambda$  (см. вставки 1, 2, 3 на рис. 1 соответственно).

Полученные структуры размещались на входной и выходной микрополосковых антеннах шириной  $s \approx 50 \mu\text{m}$  линии задержки на ПМСВ. Расстояние  $L$  между антеннами составляло  $L \approx 0.4$  см. Регистрировались частотные зависимости модуля  $S_{21}(f)$  и фазы  $\phi(f)$  коэффициента передачи ПМСВ для различных углов  $\theta$  между направлением внешнего подмагничивающего поля  $H \approx 828$  Ое и осью  $x$  (см. вставку к рис. 2). Результаты измерения набега фазы использовались для расчета волнового числа ПМСВ  $q$ , с помощью известного [18] соотношения  $q(f) = -\phi(f)/L$ , и построения дисперсионной зависимости  $q = q(f)$ . Оказалось, что для используемых пленок пермаллоя характер зависимостей  $S_{21}(f)$  и  $\phi(f)$  качественно не менялся при изменении  $t$ . Поэтому далее будем обращаться к структурам на основе пленок Ру толщиной  $t \approx 40$  нм.

## 3. Результаты измерений и обсуждение

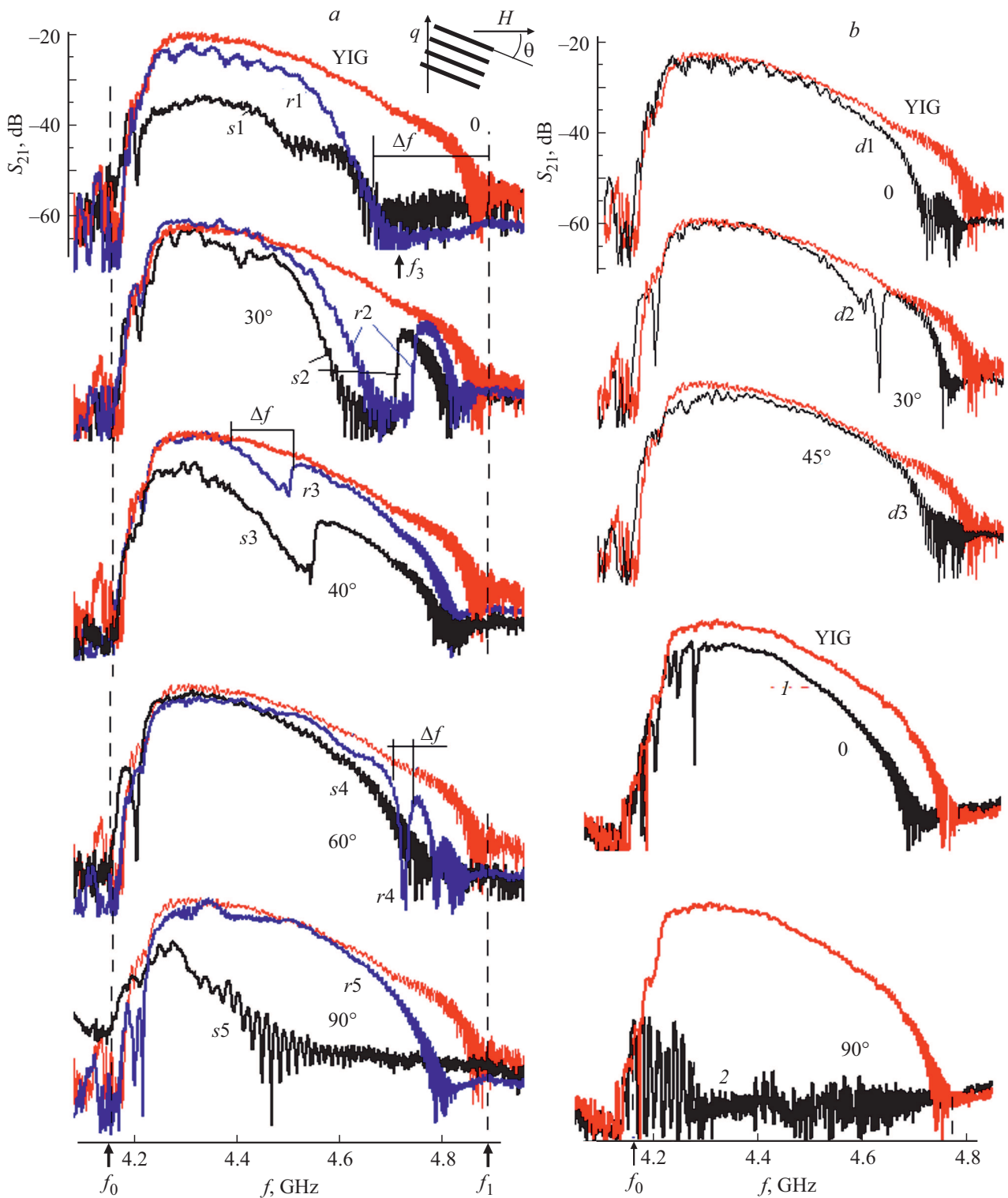
На рис. 1 кривыми 1 и 2 показаны результаты измерения дисперсии ПМСВ в свободной пленке ЖИГ и для пленки ЖИГ со сплошной пленкой пермаллоя,  $H = 828$  Ое. На рисунке также приведены рассчитанные для параметров эксперимента дисперсионные зависимости ПМСВ в свободной пленке ЖИГ (пунктирная кривая 3) [19]

$$f^2 - f_0^2 - f_m^2(1 - \exp(-2qd))/4 = 0$$

и в структуре ЖИГ-идеальный металл (кривая 4) [20]

$$f^2 - f_0^2 - f_m(f + f_H + f_m)(1 - \exp(-2qd))/2 = 0,$$

где  $f_0 = \sqrt{f_H \cdot f_B}$ ,  $f_H = \gamma H$ ,  $f_B = f_H + f_m$ ,  $f_m = \gamma 4\pi M$ ,  $\gamma \approx 2.8$  МГц/Ое — гиромагнитное отношение для ЖИГ. Здесь же кривой 5 показан результат расчета дисперсии ПМСВ в структуре ЖИГ-проводящая пленка пермаллоя, выполненные аналогично работам [21,22]. Видно, что полученные экспериментально кривые хорошо согласуются с результатами расчетов, при этом дисперсия ПМСВ с волновыми числами  $q \leq 250 \text{ cm}^{-1}$  в покрытой сплошной пленкой пермаллоя пленке ЖИГ близка к случаю металлизации. Для ПМСВ с волновыми числами  $q > 250 \text{ cm}^{-1}$  измерить дисперсию не удалось из-за значительных потерь в структуре, аналогично тому, как это наблюдалось ранее для металлизированных пленок ЖИГ [21] для значений параметра спин-электронной



**Рис. 2.** Вид зависимостей  $S_{21}(f)$  для свободной пленки ЖИГ (обозначена „YIG“) (a) — структур с пермалловыми полосками (кривые  $s1-s5$ ) и прямоугольниками (кривые  $r1-r5$ ); (b) — с квадратами (кривые  $d1-d3$ ) и пленки ЖИГ с вытравленной субволновой поверхностной структурой (кривые  $1-2$ ). Числа у кривых обозначают величину угла  $\theta$ .  $H = 828$  Ое.

связи  $G < 3$ . Добавим также, что отсутствие при выбранном магнитном поле характерных для „внутренних“ волн особенностей в дисперсии в исследованных структурах связано с существенной разницей в частотах, зани-

маемых спектрами ПМСВ пленок ЖИГ и Ру, из-за значительной разницы намагниченностей насыщения [17].

Результаты измерения дисперсии ПМСВ в пленках ЖИГ, декорированных субволновыми структурами из

полосок пермаллоя, намагниченных вдоль оси ( $\theta \approx 0$ ), показаны на рис. 1 кривой 6. Как видно, характер дисперсии ПМСВ в субволновых структурах кардинально отличается от случая структур со сплошными пленками Ру и отвечает случаю свободных пленок ЖИГ. Такое поведение дисперсии можно связать с изменением условий экранировки СВЧ-полей ПМСВ при переходе от сплошной пленки пермаллоя к субволновой периодической структуре. Действительно, уменьшение площади металлизации, а также изменение компонент тензора магнитной проницаемости субволновой структуры, приводит к росту глубины скин-слоя и изменению параметра электронной связи до значений  $G < 1/3$ .

Рассмотрим теперь спектры передачи ПМСВ в субволновой структуре при изменении направления магнитного поля относительно осей решетки пермалловых микрочастиц. На рис. 2, *a* представлены результаты измерения зависимостей  $S_{21}(f)$  для МК с пермалловыми полосками (кривые *s1–s4*) и прямоугольниками (*r1–r4*) в случае свободной от металла пленки ЖИГ (кривые YIG), для которой полоса регистрируемого сигнала занимает интервал от  $f_0$  (длинноволновая граница ПМСВ) до  $f_1$  (показаны стрелками на рисунке). Видно, что для МК с полосками в области частот  $f_0–f_3$  уровень прохождения ПМСВ снижается примерно на 20 dB (кривая *s1*), тогда как разрывы полосок при формировании прямоугольных элементов позволяют снизить вносимые потери до 5–10 dB (кривая *r1*). Из сопоставления кривых *s1–s3* и *r1–r3* видно, что в высокочастотной части зависимости  $S_{21}(f)$  формируется широкая полоса непропускания, центральная частота которой уменьшается с ростом угла  $\theta$ . При этом, однако, глубина заграждения в полосе непропускания падает, и при  $\theta = 60^\circ$  уровень потерь ПМСВ в МК как с полосками, так и с прямоугольниками практически отвечает случаю пленки ЖИГ. Отметим, что наличие второго периода  $\Lambda_r = a + w$  (см. вставку 2 к рис. 1) в 2D-структуре из прямоугольников приводит к возникновению полосы поглощения при величинах  $\theta \sim 60^\circ$  — см. кривую *r4* на рис. 2, *b*. Рост угла  $\theta$  до  $90^\circ$  приводит к росту потерь ПМСВ на структуре с полосками — во всей наблюдаемой полосе частот, а с прямоугольниками — в коротковолновой области.

При распространении ПМСВ в структуре с металлическими квадратами отличия от случая полосок и прямоугольников заключались в меньшем уровне вносимых при  $\theta = 0$  потерь (см. кривую *d1* на рис. 2, *b*) и меньшей ширине полосы непропускания  $\Delta f$  (см. кривую *d2* на рис. 2, *b* для  $\theta = 30^\circ$ ), при этом угловая зависимость вида характеристики  $S_{21}(f)$  соответствовала  $90^\circ$ -ой симметрии структуры (для  $\theta = 60^\circ$  зависимость  $S_{21}(f)$  совпадала с кривой *d2*).

Следует отметить, что для всех исследованных метаструктур измеренная дисперсионная зависимость распространяющихся в них ПМСВ совпадала со случаем свободной пленки ЖИГ (например, кривая 6 на рис. 1

получена для структуры с полосками при  $\theta = 0$ ). Отсутствие в исследованных зависимостях  $S_{21}(f)$  брэгговских полос непропускания обусловлено выбором периода поверхностных структур. Дело в том, что ширина  $s$  микрополосковых антенн определяет минимальную длину волны возбуждаемой МСВ  $\lambda_{\min}$ :

$$\lambda_{\min} > 2s. \quad (2)$$

Из сопоставления (1) и (2) видно, что при уменьшении периода решетки до величин  $\Lambda < s$  брэгговские резонансы оказываются вне спектра возбуждаемых МСВ — структуры, для которых  $\Lambda < \lambda_{\min}$ , являются субволновыми.

Описанная трансформация зависимости  $S_{21}(f)$  при изменении угла  $\theta$  аналогична поведению полосы поглощения в полосе наблюдения ПМСВ, распространяющейся в пленке ЖИГ с вытравленной на ее поверхности субволновой решеткой из канавок глубиной  $1 \mu\text{m}$  с периодом  $7 \mu\text{m}$  [23]. Для сравнения на рис. 2, *b* кривая 1 представляет вид зависимости  $S_{21}(f)$  для ПМСВ, распространяющейся в пленке ЖИГ толщиной  $7.7 \mu\text{m}$  с вытравленной поверхностной структурой в виде решетки из канавок шириной  $5 \mu\text{m}$ , расположенных с периодом  $10 \mu\text{m}$  при  $\theta = 40^\circ$ . В то же время, обнаруженные в [23] резонансные особенности в области частот вблизи  $f_0$  при  $\theta = 0$  и  $\theta = 90^\circ$  (кривые 2 и 3 соответственно, на рис. 2, *b*), для рассмотренных структур не наблюдались.

Обратим внимание на то, что у рассмотренных выше широких полос пропускания их низкочастотная граница „размыта“ (см., например, кривую *s3* на рис. 2, *a*), тогда как высокочастотная имеет резкий характер — ее крутизна  $dS_{12}(f)/df$  превышает 3 dB/MHz. При выборе фиксированной частоты  $f$  вблизи этой границы изменение уровня пропускания сигнала на  $\sim 20$  dB обеспечивается сдвигом полосы наблюдения ПМСВ на  $\delta f \sim 7$  MHz, что легко достигается с помощью упругой деформации пленки ЖИГ и может быть использовано для разработки модулятора уровня пропускания сигнала аналогично [24].

## 4. Заключение

Таким образом, в работе показано, что нанесение на поверхность пленки железо-иттриевого граната субволновых метаструктур из пленки пермаллоя толщиной 40 nm позволяет формировать в частотной зависимости коэффициента передачи распространяющейся в пленке поверхностной магнитостатической волны полосу непропускания, параметры которой зависят от конфигурации метаструктуры и направления внешнего магнитного поля относительно осей симметрии структур.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2019-0013 „Спинтроника“ и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ № 18-57-00005 Бел\_а).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. УФН **185**, 1099 (2015).
- [2] M Krawczyk, D Grundler J. Phys.: Condens. Matter. **26**, 123202 (2014).
- [3] C.G. Sykes, J.D. Adam, J.H. Collins. Appl. Phys. Lett. **29**, 388 (1976).
- [4] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский, А.А. Климов, Ч. Цай, Ф. Тайед, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов. Письма в ЖЭТФ **77**, 670 (2003).
- [5] S. Sheshukova, E. Beginin, A. Sadovnikov, Y. Sharaevsky, S. Nikitov. IEEE Magn. Lett. **5**, 3700204 (2014).
- [6] R.L. Carter, J.V. Owens, C.V. Smith, K.W. Reed. J. Appl. Phys. **53**, 2655 (1982).
- [7] A.V. Chumak, T. Neumann, A.A. Serga, B. Hillebrands. J. Phys. D **42**, 205005 (2009).
- [8] T. Goto, K. Shimada, Y. Nakamura, H. Uchida, M. Inoue. Phys. Rev. Appl. **11**, 014033 (2019).
- [9] M. Inoue, A. Baryshev, H. Takagi, P.B. Lim, K. Hatafuku, J. Noda, K. Togo. Appl. Phys. Lett. **98**, 132511 (2011).
- [10] М.А. Морозова, С.В. Гришин, А.В. Садовников, Д.В. Романенко, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов. Appl. Phys. Lett. **107**, 242402 (2015).
- [11] V.D. Bessonov, M. Mruczkiewicz, R. Gieniusz, U. Guzowska, A. Maziewski, A.I. Stognij, M. Krawczyk. Phys. Rev. B **91**, 104421 (2015).
- [12] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов. ФТТ **25**, 2515 (1983).
- [13] А.М. Чурбанов, А.А. Климов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, С.А. Никитов, В.Л. Преображенский, Н. Тирселен, Ф. Перно. Радиотехника и электроника **60**, 944 (2015).
- [14] C. Bayer, M.P. Kostylev, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett. **88**, 112504 (2006).
- [15] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов. ЖЭТФ **128**, 636 (2005).
- [16] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Н.Н. Новицкий, А.И. Стогний, Ю.А. Филимонов. ЖТФ **81**, 150 (2011).
- [17] В.И. Зубков, В.А. Епанечников. Письма в ЖТФ **11**, 1419 (1985).
- [18] W. Schilz. Philips Res. Rep. **28**, 50 (1973).
- [19] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994) 464 с.
- [20] S.R. Seshadri. Proc. IEEE **58**, 506 (1970).
- [21] А.Г. Веселов, С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов. Радиотехника и электроника **39**, 2067 (1994).
- [22] Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев. Радиотехника и электроника **47**, 1002 (2002).
- [23] S.L. Vysotskii, Y.V. Khivintsev, V.K. Sakharov, G.M. Dudko, A.V. Kozhevnikov, S.A. Nikitov, N.N. Novitskii, A.I. Stognij, Y.A. Filimonov. IEEE Magn. Lett. **8**, 3706104 (2017).
- [24] С.Л. Высоцкий, Ю.В. Хивинцев, В.К. Сахаров, Ю.А. Филимонов. ЖТФ **89**, 1050 (2019).

*Редактор К.В. Емцев*