

05,13

## Особенности распространения спиновых волн в магнетонных кристаллах с неоднородным распределением намагниченности по толщине

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

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

<sup>2</sup> Научно-практический центр по материаловедению  
Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси,  
Минск, Беларусь

E-mail: valentin@sakharov.info

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Методом микромагнитного моделирования рассмотрены особенности дисперсионных и амплитудно-частотных характеристик спиновых волн в магнетонном кристалле (МК), сформированном вытравливанием решетки из канавок на поверхности пленки железо-иттриевого граната с линейным изменением намагниченности по толщине от 1.7 kG на нижней поверхности до 2.02 kG на верхней. Для геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) показано, что неоднородность распределения намагниченности по толщине приводит к появлению частотных областей в спектре МК, где распространение ПМСВ характеризуется однонаправленностью и, как следствие, отсутствием резонансов Брэга. Также показано, что спектр МК определяется выбором поверхности, на которой формируется решетка из канавок.

**Ключевые слова:** спиновая волна, микромагнитное моделирование, пленка железо-иттриевого граната, магнетонный кристалл.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52815.11NN

### 1. Введение

Периодические магнитные структуры — магнетонные кристаллы (МК) [1] — активно исследуются как для изучения физики волновых процессов, так и для возможного применения в магнетонике [2–5]. Спектры спин-волновых возбуждений в МК существенно отличаются от спектров в однородных средах, в частности, демонстрируют образование запрещенных зон, в которых спиновые волны (СВ) не могут распространяться. При этом определенное внимание уделяется влиянию различного типа пространственных неоднородностей на формирование запрещенных зон [3–5]. В частности, рассматривают влияние неоднородности толщины волновода [6] или нарушение периодичности структуры [7,8]. Также определенное внимание уделяется изучению влияния на спектр СВ неоднородности основного состояния МК, вызванного тепловыми градиентами [9] или полями размагничивания [10]. Целью данной работы является исследование особенностей формирования спектра и распространения СВ в МК на основе магнитных пленок с неоднородным распределением намагниченности ( $4\pi M$ ) по толщине  $d$  пленки.

Отметим, что ранее [11] проводилось теоретическое рассмотрение спектра обменных спиновых волн (ОСВ) в мультислойном магнетике при учете периодической мо-

дуляции всех магнитных параметров материала, входящих в уравнение Ландау–Лифшица, в том числе и  $4\pi M$ . В представляемой работе методом микромагнитного моделирования рассматривается спектр и распространение дипольно-обменных СВ в МК, сформированном „вытравливанием“ на одной из поверхностей пленки периодической решетки из канавок. При этом рассматривается пленка железоиттриевого граната (ЖИГ) с линейным изменением  $4\pi M$  по толщине от значений  $4\pi M_b$  на нижней поверхности, до  $4\pi M_t$  на верхней ( $4\pi M_b < 4\pi M_t$ ). Следует также отметить, что неоднородное распределение  $4\pi M$  по толщине пленок ЖИГ может возникать как из-за особенностей технологии получения пленок, приводящих к формированию переходных слоев на границе с подложкой [12,13], так и формироваться целенаправленно, с заданным характером распределения  $4\pi M$  по толщине [14–19]. Подбором характера распределения  $4\pi M$  по толщине можно эффективно возбуждать ОСВ [16–19], а также управлять дисперсией и эффектами невзаимности распространения СВ [13–15,20,21]. В настоящей работе рассматривается влияние отмеченных особенностей на спектр и распространении СВ в МК на основе пленок с линейным изменением  $4\pi M$  по толщине. При этом рассматривается распространение СВ в конфигурации поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) Дэймона–Эшбаха [22], когда волновой

вектор  $\mathbf{k}$  спиновой волны направлен перпендикулярно касательному внешнему магнитному полю  $\mathbf{H}$ . Такой выбор связан с тем, что для ПМСВ, в отличие от обратных объемных магнитостатических волн, бегущих вдоль поля, толщинная неоднородность  $4\pi M$  приводит к невзаимности спектра, а также усиливает гибридизацию ПМСВ с ОСВ [23].

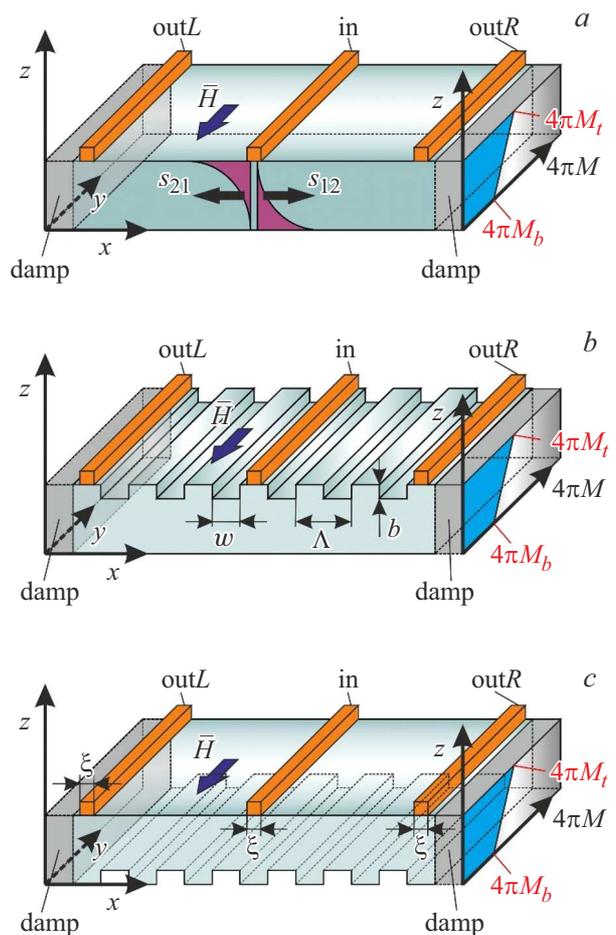
## 2. Исследуемая структура и методика расчета

На рис. 1 приведены изучаемые структуры и „геометрия“ задачи. Рассматриваемые МК „изготовлены“ из пленки ЖИГ, показанной на рис. 1, *a*. Намагниченность в пленке изменялась по толщине  $d = 780 \text{ nm}$  линейно от  $4\pi M_b = 1700 \text{ G}$  на границе  $z = 0$ , до  $4\pi M_t = 2020 \text{ G}$  при  $z = d$ . Отметим, что изменение значений  $4\pi M$  по толщине на  $4\pi \Delta M = 320 \text{ Э}$  может быть реализовано для пленок ЖИГ как микронных [18], так и субмикронных [13] толщин. Обменная константа  $D_{ex}$ , гиромангнитное отношение  $\gamma$  и параметр затухания  $\alpha$  ПМСВ полагаются характерными для ЖИГ [5]:  $D_{ex} = 3.1 \cdot 10^{-9} \text{ Oe} \cdot \text{cm}^2$ ,  $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$  и  $\alpha = 10^{-3}$ . Вдоль оси  $Ox$  пленка имела длину  $520 \mu\text{m}$ , а по оси  $Oy$  — была безгранична. При этом для уменьшения влияния отражений ПМСВ от торцов пленки, затухание линейно увеличивалось к торцам до значений  $\alpha = 1$  на участках пленки „damp“ длиной  $34 \mu\text{m}$  (см. рис. 1).

На рис. 1, *b* и *c* показаны исследуемые МК, для которых ширина канавок  $w$  и период  $\Lambda$  составляли:  $w = 18 \mu\text{m}$  и  $\Lambda = 36 \mu\text{m}$ . Рассматривались МК с глубиной канавок  $b = 60$  и  $120 \text{ nm}$ . Магнетонный кристалл на рис. 1, *b* (далее МК1) формировался на поверхности  $z = d$  с намагниченностью  $4\pi M_t(z = d) = 2020 \text{ G}$ . Магнетонный кристалл на рис. 1, *c* (далее МК2) формировался на границе пленки  $z = 0$ , где  $4\pi M_b(z = 0) = 1700 \text{ G}$ . Внешнее магнитное поле  $H$  величиной  $H = 320 \text{ Oe}$  было направлено вдоль оси  $Oy$ , совпадающей с направлением канавок. При этом СВ распространялись вдоль оси  $Ox$ , что соответствует конфигурации ПМСВ.

Микромагнитное моделирование проводилось с помощью свободно распространяемой программы Object Oriented Micromagnetic Framework (OOMMF) [24], а постобработка полученных данных — аналогично [25]. Размер элементарной ячейки составлял  $dx \times dy \times dz = 80 \times 15 \times 15 \text{ nm}$ . Вдоль оси  $Oy$  применялись периодические граничные условия. Отметим, что при выбранном шаге сетки по толщине пленки  $dz$  пленка ЖИГ с  $d = 780 \text{ nm}$  представляется состоящей из  $N_L = 52$  слоев толщиной  $dz = 15 \text{ nm}$  и намагниченностью  $4\pi M_i$  для каждого  $i$ -го ( $1 \leq i \leq 52$ ) слоя

$$4\pi M_i = 4\pi M_b + (i - 1) \cdot \frac{4\pi \Delta M}{d - dz} dz. \quad (1)$$



**Рис. 1.** Схематическое изображение исследуемых структур: пленка ЖИГ с линейным распределением  $4\pi M$  по толщине (*a*) и МК на основе данной пленки (*b, c*). Затухание СВ в областях „damp“ линейно растет от значений  $\alpha = 10^{-3}$  до  $\alpha = 1$ ; „in“, „outL“ и „outR“ показывают положение входной и выходных антенн. Под входной антенной на (*a*) приведены схематические распределения по толщине пленки амплитуд ПМСВ, распространяющихся в направлении антенн „outL“ и „outR“.

Возбуждение ПМСВ и ОСВ осуществлялось импульсом поля, направленным по оси  $Oz$ :

$$h_{in} = A \text{sinc}(2\pi f_c [t - t_0]), \quad (2)$$

где  $A = 100 \text{ A/m}$  — амплитуда импульса;  $f_c = 5 \text{ GHz}$  — частота;  $t$  — время;  $t_0 = 50 \text{ ns}$  — смещение по времени. Данный импульс прикладывался к области шириной  $\xi = 1 \mu\text{m}$ , расположенной в центре образца ( $x_{in} = 260 \mu\text{m}$ ) и рассматриваемой как входная антенна. В качестве выходных антенн рассматривались участки пленки „outL“ и „outR“ шириной в  $\xi = 1 \mu\text{m}$ , расположенные при  $x_{outL} = 44 \mu\text{m}$  и  $x_{outR} = 476 \mu\text{m}$  (см. рис. 1).

Полученные распределения  $4\pi M(x, y, z, t_i)$  по всей структуре сохранялись каждые  $t_i = 100 \text{ ps}$ , а усредненный сигнал (полное поле) под входной антенной  $h_{in}(t_i)$  и двумя выходными антеннами  $h_{outL}(t_i)$ ,  $h_{outR}(t_i)$  — каждые

$t_i = 25$  ps. Далее для построения карт дисперсионных характеристик  $f = f(k)$  использовалось двумерное преобразование Фурье по времени и пространству от набора  $4\pi M(x, t_i)$  (по  $y$  и  $z$  проводилось усреднение).

Для анализа распространения ПМСВ в структурах, показанных на рис. 1, проводился расчет амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) „линий задержки“, образованных „входной“ и „выходными“ („outL“ и „outR“) антеннами. При этом АЧХ коэффициентов прохождения  $S_{12}(f)$  (с выхода „outR“) и  $S_{21}(f)$  (с выхода „outL“) определялись соотношениями

$$S_{21} = 20 \lg(FFT[h_{outL}]/FFT[h_{in}]), \quad (3)$$

$$S_{12} = 20 \lg(FFT[h_{outR}]/FFT[h_{in}]), \quad (4)$$

где  $FFT[h_{in}]$ ,  $FFT[h_{outL}]$  и  $FFT[h_{outR}]$  — амплитуды Фурье-преобразования от временных реализаций  $h_{in}(t)$ ,  $h_{outL}(t)$  и  $h_{outR}(t)$  соответственно. При этом в расчетах учитываются лишь амплитуды  $S(f) > -60$  dB, типичные для экспериментов с линиями задержки на ПМСВ [13].

Отметим, что в уравнениях (3) и (4) используются значения  $h_{in}(t)$ ,  $h_{outL}(t)$  и  $h_{outR}(t)$ , полученные усреднением по всей толщине образца в области антенн. Это позволяет исключить из рассмотрения вклад в АЧХ со стороны невязимости возбуждения и приема ПМСВ, распространяющихся от входной антенны в направлении выходных антенн „outL“ и „outR“. Происхождение такой невязимости никак не связано с характером распределения  $4\pi M(z)$  и обусловлено тем, что амплитуда ПМСВ (СВЧ-составляющая намагнитченности  $m(z)$ ) имеет максимум вблизи поверхности пленки, нормаль  $\mathbf{n}$  к которой совпадает с направлением вектора  $\mathbf{k} \times \mathbf{M}$  [22], т.е. при  $k > 0$  ПМСВ локализуется на границе  $z = 0$ , а при  $k < 0$  — на границе  $z = d$  (см. распределение амплитуд ПМСВ под входной антенной на рис. 1, a). В результате, для случая  $k > 0$  и для случая  $k < 0$  амплитуда ПМСВ и поле антенн  $h$  ( $h = h_{in}, h_{outL}, h_{outR}$ ), расположенных на поверхности  $z = d$ , имеют различный интеграл перекрытия  $I \sim \int_0^d h \cdot m(z) dz$ , значение которого характеризует эффективность возбуждения и приема ПМСВ антенной. Усреднив значения полей  $h_{in}(t)$ ,  $h_{outL}(t)$  и  $h_{outR}(t)$  по толщине, мы, тем самым, исключаем невязимость в АЧХ, связанную с различием интегралов перекрытия. Заметим, что в случае пленок с  $4\pi M(z) = \text{const}$  амплитуды  $S_{12}(f)$  и  $S_{21}(f)$  волн, прошедших к выходным антеннам, совпадают (см. рис. 2, b). В результате, все различия кривых  $S_{12}(f)$  и  $S_{21}(f)$ , рассчитанных с помощью (3) и (4), будем связывать с влиянием неоднородности распределения  $4\pi M(z)$  в пленке.

### 3. Полученные результаты и их обсуждение

Обсуждение особенностей, вызванных линейным изменением намагнитченности по толщине, в АЧХ и дисперсионных кривых ПМСВ, распространяющихся в МК1

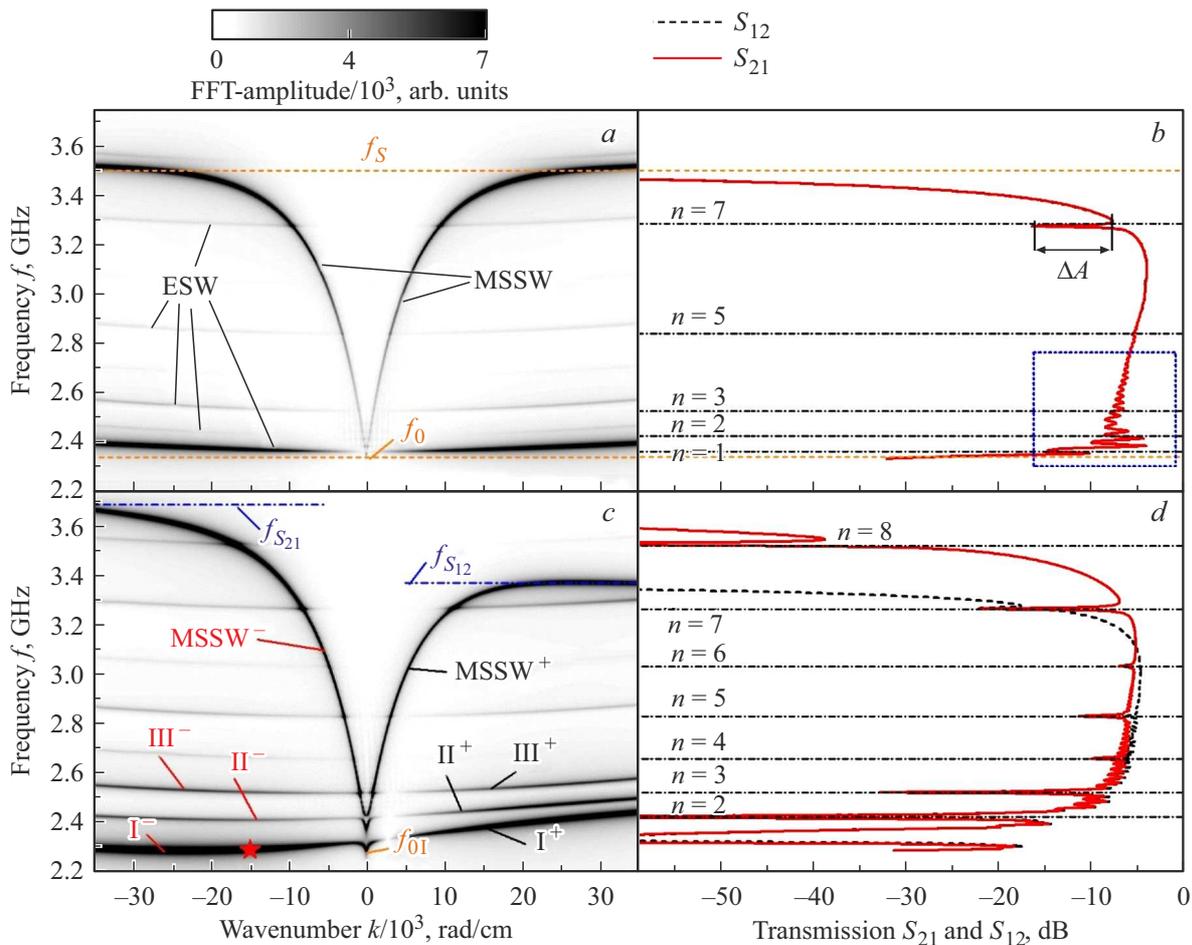
и МК2, удобно проводить в сравнении со случаем МК с аналогичными параметрами, но с неизменной намагнитченностью по толщине. Для этого мы будем обращаться к случаю структур, показанных на рис. 1, на основе пленки ЖИГ с намагнитченностью постоянной по толщине и равной усредненному значению  $4\pi M = 1860$  G. При этом в разделе 3.1. сравниваются дисперсии и АЧХ для пленок с однородным и неоднородным распределением намагнитченности, а в разделе 3.2 проводится сравнение характеристик МК на основе пленок с однородным и неоднородным распределением намагнитченности.

#### 3.1. Однородные и неоднородные пленки ЖИГ без периодического рельефа

На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики  $f(k)$  и АЧХ  $S_{12}(f)$ ,  $S_{21}(f)$ , рассчитанные для случаев распространения ПМСВ в пленках ЖИГ с однородным  $4\pi M(z) = 1860$  G (рис. 2, a, b) и линейным (рис. 2, c, d) профилем намагнитченности. Черно-белая шкала для зависимостей  $f(k)$  характеризует интенсивность возбуждения СВ полем (2). В полученных зависимостях  $f(k)$  можно выделить как преимущественно дипольные (ПМСВ), так и преимущественно обменные моды (ОСВ). В картах  $f(k)$  интенсивность линий ОСВ с целым числом полуволн  $\lambda/2$  по толщине существенно меньше, чем мод ОСВ с нечетными номерами  $n$  (см. рис. 2, a и c). Это особенно заметно для пленки с  $4\pi M(z) = 1860$  G, где моды ОСВ четных номеров  $n$  и волновыми числами  $|k| < 10^4 \text{ cm}^{-1}$  практически не возбуждаются (рис. 2, a). Такое поведение интенсивностей мод ОСВ четных и нечетных номеров  $n$  отражает поведение интеграла перекрытия  $I_n \sim \int_0^d h_{in} \cdot m_n(z) dz$  между возбуждающим полем  $h_{in}$  и амплитудой СВЧ-составляющей намагнитченности  $m_n(z)$   $n$ -ой моды ОСВ. В пленке с линейным изменением  $4\pi M(z)$  распределение  $m_n(z)$  отличается от гармонического [18], и реализуется эффективное возбуждение мод ОСВ как четных, так и нечетных номеров  $n$  по механизму Шлёмана [26].

В местах пересечения дисперсионных кривых ПМСВ и ОСВ формируются так называемые дипольно-обменные резонансы (ДОР), приводящие к расталкиванию дисперсионных кривых [27]. При этом в АЧХ на частотах ДОР (положение таких частот показано штрихпунктирными горизонтальными линиями на рис. 2, b, d) наблюдается [28] рост потерь в виде узкополосных „провалов“ на величину  $\Delta A$  (см. рис. 2, b).

Обсудим теперь наиболее яркие отличия в спектрах  $f(k)$  и АЧХ пленок (рис. 2), связанные с поведением  $4\pi M(z)$  вида (1). Следует отметить, что область волновых чисел  $k$  на рис. 2 ограничена значениями  $|k| \leq 3.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ , которые наиболее эффективно возбуждаются микрополосковыми антеннами шириной  $\xi = 1 \mu\text{m}$  [29]. Из сравнения зависимостей  $f(k)$  на рис. 2, a и рис. 2, c можно видеть, что в пленках с линейным поведением  $4\pi M(z)$  дисперсионные свойства невяз-

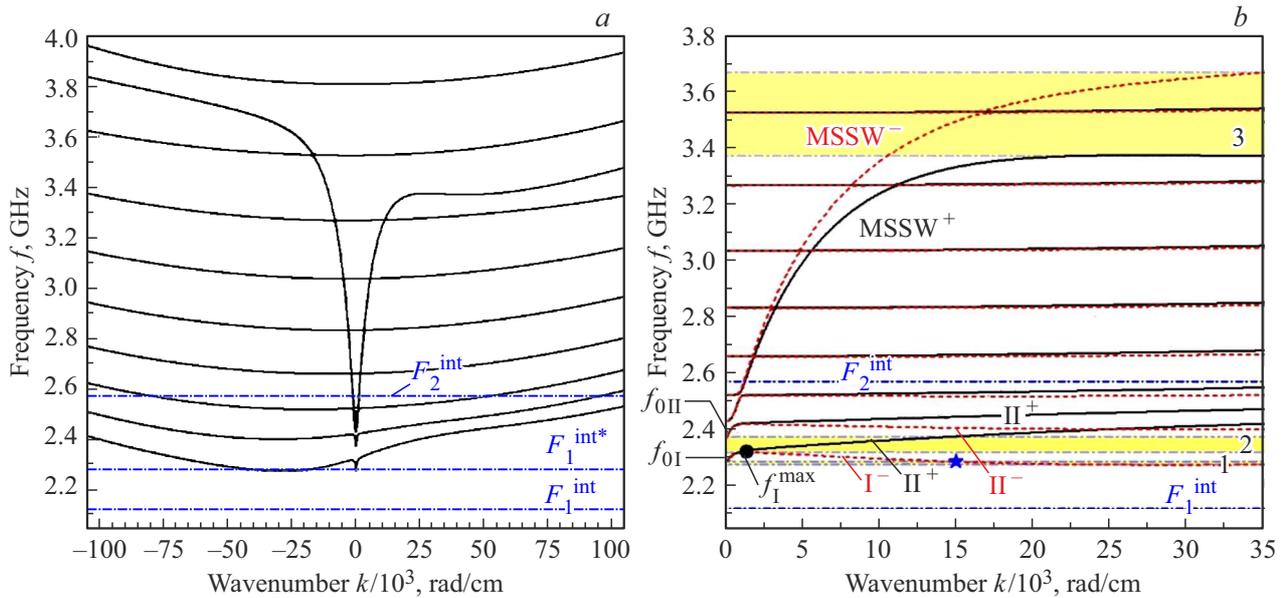


**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики (a, c) и АЧХ (b, d) для ПМСВ (обозначены как MSSW) и ОСВ (обозначены как ESW), распространяющихся в пленке ЖИГ с  $4\pi M = 1860$  G (a, b) и распределением  $4\pi M(z)$  вида (1) (c, d). Сплошные кривые на (b, d) соответствуют  $S_{21}$ , пунктирные —  $S_{12}$ . Горизонтальными штрихпунктирными линиями на (b, d) показаны положения частот ДОР, практически совпадающих с частотами отсечки ОСВ мод соответствующих номеров  $n$ .

имны. Наиболее ярко невязанность проявляется в высокочастотной части дисперсионных кривых  $MSSW^\pm$ , а также первых трех мод пленки, отмеченных  $I^\pm, II^\pm, III^\pm$  на рис. 2, c. На рис. 2, c дисперсионная кривая  $I^-$  при значении  $|k_{max}| \approx 1200$   $cm^{-1}$  достигает максимального значения  $f_{I^-}^{max} \approx 2.325$  GHz и с дальнейшим ростом  $|k|$  принимает отрицательный наклон. При  $k < -14800$   $cm^{-1}$  (на рис. 2, c отмечено звездочкой), мода  $I^-$  опускается до  $F_{I^{int*}} \approx 2.293$  GHz ниже длинноволновой границы [22] спектра  $f_{0I} \approx 2.298$  GHz, отличной от ожидаемой границы  $f_{0b} = \sqrt{f_H^2 + f_H f_{mb}} \approx 2.251$  GHz (где  $f_H = \gamma H, f_{mb} = \gamma 4\pi M_b$ ) для  $4\pi M_b = 1700$  G. При этом решения для ПМСВ с волновыми числами  $k > 0$  (ветка  $I^+$ ) на частотах  $[F_{I^{int*}}, f_{0I}]$  отсутствуют, что отвечает однонаправленному распространению моды  $I^-$ . Мода  $I^+$  характеризуется однонаправленностью в интервале частот  $[f_{I^-}^{max}, f_{0II}]$ , где  $f_{0II} \approx 2.385$  GHz — частота длинноволновой границы для следующей ветки  $II^\pm$ , отличной от ожидаемой границы  $f_{0I} = \sqrt{f_H^2 + f_H f_{mi}} \approx 2.251$  GHz (где  $f_{mi} \approx \gamma 4\pi M_i$ ) для  $4\pi M_i = 2020$  G. В верхней части

спектра распространение ПМСВ имеет однонаправленный характер в интервале частот от  $f_{S_{12}} \approx 3.378$  GHz до  $f_{S_{21}} \approx 3.673$  GHz. При этом частота  $f_{S_{21}}$  с точностью  $\approx 1\%$  совпадает с коротковолновой границей спектра дипольных ПМСВ [22]  $f_{st} = f_H + 0.5 \cdot f_{mi} \approx 3.72$  GHz в пленке с намагниченностью  $4\pi M_i = 2020$  G. Частота  $f_{S_{12}}$  превышает на  $\approx 0.11$  GHz коротковолновую границу спектра ПМСВ  $f_{st} \approx 3.27$  GHz в пленке с  $4\pi M_b = 1700$  G.

Отметим, что в рамках используемого подхода к построению дисперсионных кривых  $f(k)$  диссипация приводит к „уширению“ дисперсионных кривых в фазовом  $(f, k)$  пространстве. Например, для моды  $I^-$  ширина дисперсионной кривой на рис. 2, c сопоставима с полосой существования самой моды. Рассчитать дисперсионные кривые  $f(k)$  без учета потерь можно с помощью подхода [20], в рамках которого пленка представляется в виде многослойной обменно-связанной структуры. При этом для заданного числа слоев  $N_L$  намагниченность  $i$ -го слоя  $4\pi M_i$  определяется по (1), а параметр межслойного



**Рис. 3.** Дисперсионные кривые ПМСВ, распространяющихся в пленке ЖИГ с линейным распределением намагниченности по толщине, рассчитанные по модели многослойной обменно-связанной пленки. Пунктиром показаны кривые для направления распространения, соответствующего  $k < 0$ , сплошными кривыми — для  $k > 0$ . Горизонтальные штрихпунктирные линии показывают положение „внутренних“ ПМСВ  $F_{1,2}^{int}$ , рассчитанных с помощью соотношения (5), взятого из [21], для случая двухслойной пленки с намагниченностью слоев  $4\pi M_b = 1700$  G и  $4\pi M_t = 2020$  G.

обмена  $A_{i,i+1}$  определяется соотношением [20]:

$$A_{i,i+1} = \frac{D_{ex} M_i}{dz}. \tag{5}$$

На рис. 3 приведены результаты расчета дисперсий по [20] при используемых параметрах для пленки с линейным изменением  $4\pi M(z)$ . На рис. 3, b приведены дисперсии, рассчитанные для интервала волновых чисел, отвечающих рис. 2, a, c, а на рис. 3, a — для волновых чисел  $|k| \leq 10^5 \text{ cm}^{-1}$ . Можно видеть, что характер зависимостей  $f(k)$  на рис. 2 и 3 совпадает. Заливкой на рис. 3, b показаны области 1–3, в которых распространение СВ имеет однонаправленный характер в диапазоне волновых чисел  $|k| \leq 3.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ . Однако при учете СВ с  $|k| \geq 10^5 \text{ cm}^{-1}$  однонаправленность исчезает (рис. 3, a).

Отметим, что характер дисперсии моды  $\Gamma^-$ , а также мод  $\Pi^-$ ,  $\text{III}^-$  на рис. 2, c и рис. 3, b аналогичен поведению дипольных „внутренних“ ПМСВ в двухслойной структуре [21]. На рис. 3 горизонтальными штрихпунктирными линиями показаны частоты  $F_{1,2}^{int}$ , отвечающие коротковолновым границам дипольных „внутренних“ ПМСВ в двухслойной структуре, составленной из пленок с намагниченностью  $4\pi M_b = 1700$  G и  $4\pi M_t = 2020$  G, рассчитанные с помощью выражения [21]:

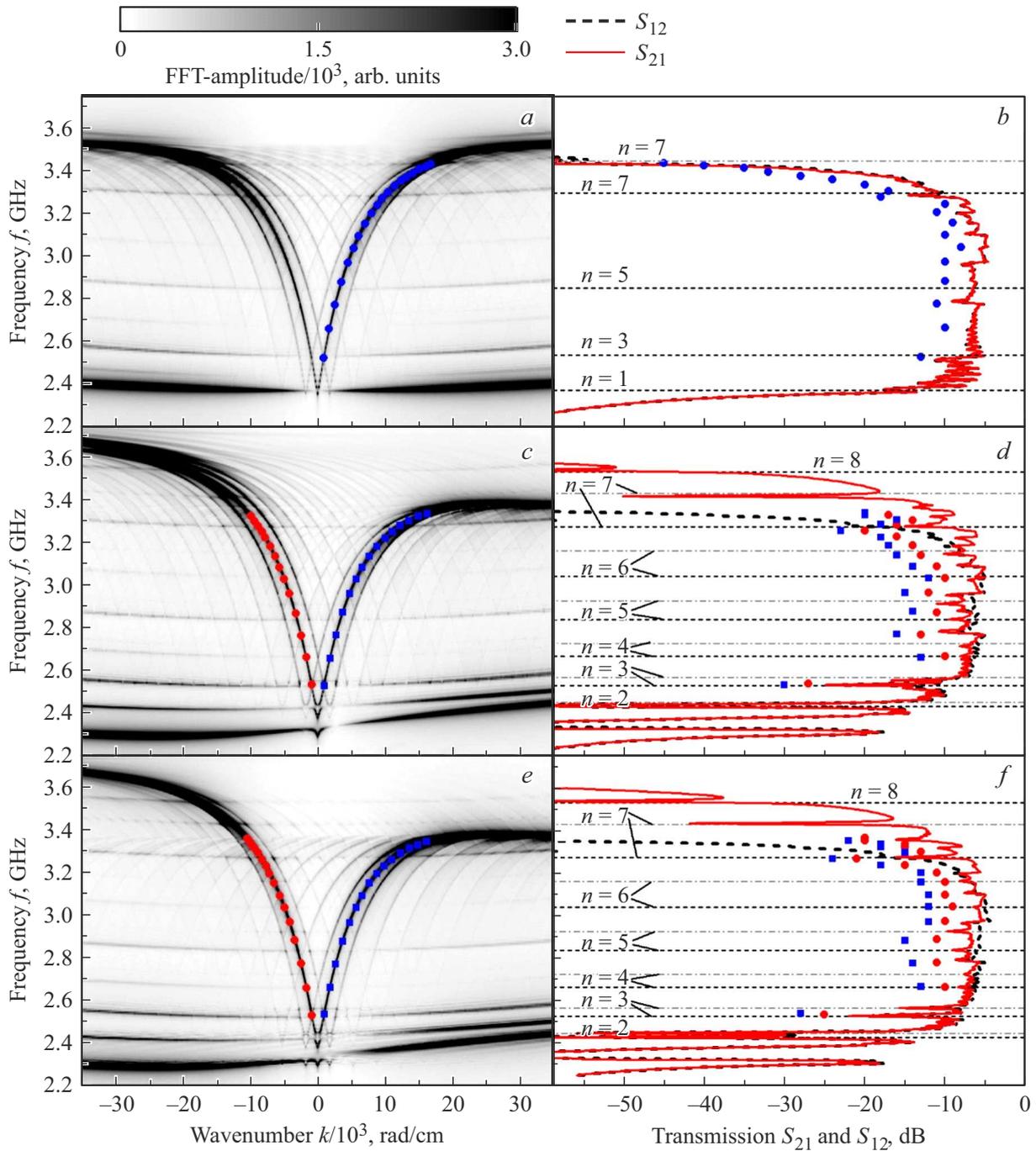
$$F_{1,2}^{int} = \pm \frac{\Delta f_m}{4} + \sqrt{\left(\frac{\Delta f_m}{4}\right)^2 + \frac{f_{0t}^2 + f_{0b}^2}{2}}, \tag{6}$$

где  $\Delta f_m = \gamma 4\pi(M_t - M_b)$ . Можно видеть, что в области частоты  $F_2^{int}$  дисперсионные кривые  $\Gamma^+$ ,  $\Pi^+$ ,  $\text{III}^+$

перестраиваются за счет дипольного взаимодействия. Минимальная частота для дисперсионной кривой  $\Gamma^-$ , которая отмечена на рис. 3, b горизонтальной штрихпунктирной линией  $F_1^{int*}$ , заметно отличается от оценки  $F_1^{int}$ , полученной с помощью (6). Очевидно, что такое расхождение связано с представлением в [20] пленки в виде структуры из  $N_L = 52$  слоев, при этом намагниченность соседних слоев отличается на  $4\pi \Delta M \approx 6.27$  G.

Результаты расчетов спектров прохождения ПМСВ  $S_{12}(f)$  и  $S_{21}(f)$  в рассматриваемых пленках приведены на рис. 2, b, d. Можно видеть, что „вентильный“ эффект в пленке с линейным распределением  $4\pi M(z)$  для выбранного расстояния между антеннами  $216 \mu\text{m}$  проявляется лишь в полосе частот  $[f_{S_{12}}, f_{S_{21}}]$ , которая на рис. 3 выделена заливкой как область 3. Для областей, обозначенных заливкой 1 и 2 в спектре  $f(k)$  на рис. 3, b, однонаправленность в АЧХ не проявляется несмотря на значительное отличие в характере дисперсии мод  $\Gamma^\pm$ ,  $\Pi^\pm$ ,  $\text{III}^\pm$ . Это объясняется тем, что все различия в дисперсии возникают в коротковолновой части спектра, тогда как для  $|k| < 1200 \text{ cm}^{-1}$ , которые определяют уровень АЧХ, отличия в характере дисперсии незначительны (см. рис. 3, b).

Кроме того, линейный характер распределения  $4\pi M(z)$  по толщине пленки существенно усиливает влияние ДОР на вид АЧХ ПМСВ, см. рис. 2, b, d. Из сравнения АЧХ на рис. 2, b, d видно, что глубина провалов  $\Delta A$  в пленке с неоднородным распределением  $4\pi M(z)$  существенно растет. При этом, в отличие от случая однородных пленок [28], минимальные величины



**Рис. 4.** Дисперсионные характеристики (*a, c, e*) и АЧХ (*b, d, f*) для ПМСВ и ОСВ, распространяющихся в МК на основе однородной пленки ЖИГ с  $4\pi M = 1860\text{ G}$  и в структурах МК1 (*c, d*) и МК2 (*e, f*). Случай глубины канавок  $b = 60\text{ nm}$ . Сплошные кривые на (*b, d, f*) соответствуют  $S_{21}$ , пунктирные —  $S_{12}$ . Горизонтальными пунктирными и штрихпунктирными линиями на (*b, d, f*) показаны положения частот ДОР с соответствующими номерами. Точками показаны положения резонансов Брэгга.

ДА достигаются не в длинноволновой части спектра ПМСВ (см. также рис. 2, *b*), а приходятся на центральную часть АЧХ (см. рис. 2, *d*). Кроме того, в АЧХ на частотах некоторых ДОР ( $n = 4-7$ ) затухание ДА на кривых  $S_{12}(f)$  и  $S_{21}(f)$  является неодинаковым (невзаимным), поскольку невзаимность  $f(k)$  выражается также в различной ширине обменных щелей.

### 3.2. Магнитные кристаллы

Результаты расчета зависимостей  $f(k)$ ,  $S_{21}(f)$  и  $S_{12}(f)$  для МК на основе однородной пленки с  $4\pi M = 1860\text{ G}$  и для структур МК1, МК2 на основе пленки с неоднородным распределением  $4\pi M(z)$  для случая глубины канавок  $b = 60\text{ nm}$  приведены на рис. 4.

Прежде всего, отметим качественно одинаковые изменения в зависимостях  $f(k)$ ,  $S_{21}(f)$  и  $S_{12}(f)$  для МК на основе пленок с как с однородным, так и неоднородным распределением  $4\pi M(z)$ . Из рис. 4 можно видеть, что отражения от периодической решетки приводят к появлению в спектре  $f(k)$  сетки из прямых и обратных веток дисперсий, реплицированных вдоль оси волновых чисел на  $\pm 2\pi N/\Lambda$  (где  $N = 1, 2, 3, \dots$ ). Частоты  $f^B$ , где дисперсионные кривые „падающей“ и „отраженной“ СВ пересекаются, соответствуют обобщенным резонансам Брэгга (РБ) [30]:

$$k_1(f^B) + k_2(f^B) = 2\pi N/\Lambda, \quad (7)$$

где  $k_{1,2}$  — волновые числа падающей и отраженной ПМСВ,  $N$  — номер РБ. На частотах  $f^B$  формируются „запрещенные“ зоны в спектре  $f(k)$ , а в АЧХ формируются провалы  $\Delta A$  (области непрохождения). С увеличением глубины канавок  $b$  значения  $\Delta A$  на частотах  $f^B$  растут. Кроме того, модуляция толщины пленки  $d$ , вызванная канавками, приводит к появлению дополнительной сетки ДОР, связанной с появлением мод ОСВ на участках структуры толщиной  $d^* = d - b$  [31].

Теперь обсудим особенности в спектре МК, связанные с линейной зависимостью намагниченности пленки по толщине типа (1). Прежде всего, обратим внимание на частоты, где распространение СВ в пленке имеет однонаправленный характер — см. полосы частот 1, 2, 3, отмеченные заливкой на рис. 3, *a*. Из рис. 4 можно видеть, что на частотах  $f_{S_{12}} < f < f_{S_{21}}$  (3.38–3.67 GHz) РБ отсутствуют, так как на этих частотах отсутствует отражение для ПМСВ.

Обращает на себя внимание различный характер влияния периодических решеток из канавок на вид дисперсионных кривых низкочастотных ветвей спектра I и II в случае МК1 и МК2. Из сопоставления вида дисперсионных кривых I и II на рис. 4, *c* и рис. 4, *e* можно видеть, что для структуры МК1 (см. рис. 1, *b*) изменения в дисперсии веток I и II, вызванные отражением от канавок на поверхности пленки  $z = d$ , практически отсутствуют (рис. 4, *c*). Для случая структуры МК2, где решетка из канавок считается сформированной на поверхности  $z = 0$ , наоборот репликация, являющаяся следствием отражений, имеет место (рис. 4, *e*). Такую зависимость характера дисперсии веток I, II от выбора поверхности пленки, на которой формируется периодическая структура, следует связать с тем, что ветка I имеет характер „внутренней“ ПМСВ и ее поля локализованы, в основном, в области нескольких слоев вблизи  $z = 0$ . В результате, для МК1, где решетка из канавок сформирована вблизи поверхности  $z = d$ , резонансы Брэгга в зависимостях  $f(k)$  и  $S_{21,12}(f)$  для ветки I в рамках используемого подхода, не наблюдаются.

Для структур МК1 и МК2 модификация спектра  $f(k)$ , связанная с появлением двух сеток ДОР, отвечающих модам ОСВ на участках пленки толщинами  $d$  и  $d^*$ , также имеет различия. В случае МК1 под канавкой намагниченность изменяется от 1700 G (при  $z = 0$ ) до

1994.9 G (при  $z = d^*$ ,  $b = 60$  nm) или до 1969.8 G (при  $z = d^*$ ,  $b = 120$  nm). Для МК2 — от 1725.1 G (при  $z = b = 60$  nm) или от 1750.2 G (при  $z = b = 120$  nm) до 2020 G (при  $z = d$ ). В результате этого, положения как сетки ДОР, так и РБ оказываются неэквивалентными для МК1 и МК2. Кроме того, для МК1 уровень потерь в РБ, в целом, оказывается выше, чем в случае структуры МК2 (срав. величины  $\Delta A$  на частотах РБ на рис. 4, *d* и *f*).

Часть из ДОР совпадает с положением РБ, приводя к росту поглощения в резонансе. При  $b = 60$  nm изменения в  $f(k)$  и  $S_{21,12}(f)$ , связанные с РБ, менее выражены, чем на частотах резонансов ПМСВ и ОСВ (рис. 4). Однако полученные РБ демонстрируют уровень затухания аналогичный РБ в МК на основе пленки ЖИГ с однородным распределением  $4\pi M$  и той же глубиной канавок. При  $b = 120$  nm в центральной области зоны прохождения величина затухания как в ДОР, так и в РБ увеличивается почти в два раза.

## 4. Заключение

Методом микромагнитного моделирования рассмотрены особенности распространения спиновых волн в неоднородных по толщине пленках ЖИГ и в магнетонных кристаллах на их основе при конфигурации поля и волнового вектора, соответствующего ПМСВ. Показано, что магнетонные кристаллы на основе пленки ЖИГ с линейным профилем намагниченности по толщине пленки демонстрируют ряд особенностей. Во-первых, в зоне прохождения ПМСВ формируется частотный диапазон, в котором распространение ПМСВ характеризуется не только невзаимностью, но и однонаправленностью, за счет чего в этом диапазоне отсутствуют брэгговские резонансы. Во-вторых, затухание сигнала в области брэгговских резонансов проявляет невзаимность и может быть дополнительно усилено при совпадении с дипольно-обменными резонансами. И наконец, положение брэгговских и дипольно-обменных резонансов зависит от поверхности неоднородной пленки, в которой формируется магнетонный кристалл.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ № 20-57-00008 Бел\_а).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S.A. Nikitov, Ph. Tailhades, C.S. Tsai. J. Magn. Magn. Mater. 236, 3, 320 (2001).

- [2] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский, А.А. Климов, Ф. Тайад, Л. Пресманес, К. Бонин, Ч.С. Цай, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов. Письма в ЖЭТФ **77**, 10, 670 (2003).
- [3] 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**, 10, 1099 (2015).
- [4] M. Krawczyk, D. Grundler. J. Phys.: Condens. Matter **26**, 12, 123202 (2014).
- [5] A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands. J. Phys. D Appl. Phys. **50**, 24, 244001 (2017).
- [6] Ю.А. Игнатов, А.А. Климов, С.А. Никитов, В.И. Щеглов. ФТТ **52**, 10, 1950 (2010).
- [7] A.N. Kuchko, M.L. Sokolovskii, V.V. Kruglyak. Physica B **370**, 1-4, 73 (2005).
- [8] Y. Filimonov, E. Pavlov, S. Vystostkii, S. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **101**, 242408 (2012).
- [9] T. Langner, D.A. Bozhko, S.A. Bunyaev, G.N. Kakazei, A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands, V.I. Vasyuchka. J. Phys. D Appl. Phys. **51**, 34, 344002 (2018).
- [10] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Н.Н. Новицкий, А.И. Стогний, Ю.А. Филимонов. ЖТФ **81**, 2, 150 (2011).
- [11] В.В. Кругляк, А.Н. Кучко, В.И. Фиошин. ФТТ **46**, 5, 842 (2004).
- [12] S.M. Sutturin, A.M. Korovin, V.E. Bursian, L.V. Lutsev, V. Bourobina, N.L. Yakovlev, M. Montecchi, L. Pasquali, V. Ukleev, A. Vorobiev, A. Devishvili, N.S. Sokolov. Phys. Rev. Mater. **2**, 10, 104404 (2018).
- [13] V.K. Sakharov, Y.V. Khivintsev, S.L. Vysotskii, A.I. Stognij, Yu.A. Filimonov. IEEE Magn. Lett. **8**, 3704105 (2017).
- [14] Л.В. Луцев, В.О. Щербакова, Г.Я. Федорова. ФТТ **35**, 8, 2208 (1993).
- [15] Л.В. Луцев, Ю.М. Яковлев. ФТТ **30**, 6, 1675 (1988).
- [16] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Е.С. Санников, В.В. Тихонов, А.В. Толкачев. Письма в ЖТФ **14**, 10, 884 (1988).
- [17] Ю.В. Гуляев, П.И. Зильберман, А.Г. Темиряев. Письма в ЖТФ **21**, 19, 27 (1995).
- [18] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. УФН **165**, 10, 1219 (1995).
- [19] Yu.A. Filimonov, G.T. Kazakov, S.L. Visotsky, B.P. Nam, A.S. He. J. Magn. Magn. Mater. **131**, 1-2, 235 (1994).
- [20] R.A. Gallardo, P. Alvarado-Seguel, T. Schneider, C. Gonzalez-Fuentes, A. Roldan-Molina, K. Lenz, J. Lindner, P. Landeros. New J. Phys. **21**, 3, 033026 (2019).
- [21] В.И. Зубков, В.А. Епанечников. Письма в ЖТФ **23**, 11, 1419 (1985).
- [22] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids **19**, 3-4, 308 (1961).
- [23] В.К. Сахаров. Канд. дис. Спин-волновые возбуждения в микроструктурах на основе поликристаллических магнитных пленок. Изд-во „Техно-Декор“, Саратов (2021).
- [24] M.J. Donahue, D.G. Porter. OOMMF user's guide. Interagency Report NIST 6376 (1999).
- [25] M. Dvornik, Y. Au, V.V. Kruglyak. In: Magnonics. / Ed. S. Demokritov, A. Slavin. Springer, Berlin (2013). P. 101–115.
- [26] E. Schlömann. J. Appl. Phys. **35**, 1, 159 (1964).
- [27] R.E. De Wames, T. Wolfram, J. Appl. Phys. **41**, 3, 987 (1970).
- [28] Ю.В. Гуляев, А.С. Бугаев, П.Е. Зильберман, И.А. Игнатьев, А.Г. Коновалов, А.В. Луговской, А.М. Медников, Б.П. Нам, Е.И. Николаев. Письма в ЖЭТФ **30**, 9, 600 (1979).
- [29] В.Ф. Дмитриев, Б.А. Калиникос. Изв. вуз. Сер. физ. **31**, 11, 24 (1988).
- [30] M. Mruczkiewicz, E.S. Pavlov, S.L. Vysotsky, M. Krawczyk, Yu.A. Filimonov, S.A. Nikitov. Phys. Rev. B **90**, 17, 174416 (2014).
- [31] R.L. Carter, C.V. Smith, J.M. Owens. IEEE Trans. Magn. **16**, 5, 1159 (1980).

*Редактор Ю.Э. Кутаев*