

## ВЛИЯНИЕ МОЩНОСТИ ВХОДНОГО СИГНАЛА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛЁНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ \*

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

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН  
Россия, 410019 Саратов, ул. Зелёная, 38

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Саратовский государственный университет  
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83

<sup>3</sup>Научно-практический центр НАНБ по материаловедению  
Беларусь, 220072 Минск, ул. П. Бровки, 19

E-mail: valentin@sakharov.info, khivintsev@gmail.com, vysotsl@gmail.com,  
stognij@ifftp.bas-net.by, dugal\_2010@hotmail.com, yuri.a.filimonov@gmail.com

Интерес к изучению плёнок железо-иттриевого граната на подложках кремния обусловлен совместимостью процесса их изготовления с полупроводниковыми технологиями, что делает возможной интеграцию на одном чипе устройств магноники и электроники. Однако особенности распространения спиновых волн в плёнках железо-иттриевого граната на полупроводниковых подложках, в частности, с ростом входной мощности сигнала, остаются слабоизученными.

В данной работе при помощи векторного анализатора цепей и СВЧ зондовой станции было исследовано влияние мощности входного сигнала на распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в макете типа линия задержки на основе плёнки железо-иттриевого граната на кремниевой подложке, полученной ионно-лучевым распылением.

Обнаружено, что характер зависимости мощности выходного сигнала ПМСВ ( $P_{out}$ ) от уровня падающей мощности ( $P_{in}$ ) существенно определяется положением частоты ПМСВ относительно частоты  $f_{max}$ , соответствующей максимуму прохождения ПМСВ в спектре передачи макета. Для частот  $f > f_{max}$  зависимость  $P_{out}(P_{in})$  демонстрирует спад с ростом мощности, тогда как на частотах  $f < f_{max}$  наблюдается максимум, что качественно отличается от характера зависимостей  $P_{out}(P_{in})$  для случая эпитаксиальных плёнок железо-иттриевого граната на подложках гадолиний-галлиевого граната.

Указанная особенность связывается с более высоким (на два порядка) уровнем затухания спиновых волн в плёнках железо-иттриевого граната на подложках кремния, по сравнению с эпитаксиальными структурами «железо-иттриевый гранат–гадолиний-галлиевый гранат». В результате в плёнках железо-иттриевого граната на подложках кремния пороги параметрической неустойчивости ПМСВ существенно возрастают, и на характер зависимости  $P_{out}(P_{in})$  оказывает заметное влияние сдвиг спектра ПМСВ

\*Статья написана по материалам доклада авторов на XI международной школе-конференции «ХАОС–2016», 3–8.10.2016, Саратов, Россия.

«вниз» по частоте, связанный с влиянием эффектов динамического размагничивания и термического нагрева пленки СВЧ-мощностью волны. Указанный эффект необходимо учитывать при определении порога параметрической неустойчивости спиновых волн в пленках железо-иттриевого граната на подложках кремния.

*Ключевые слова:* поверхностные магнитостатические волны, спиновые волны, параметрические процессы, динамическое размагничивание, пленки железо-иттриевого граната.  
DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51

*Ссылка на статью:* Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Стогний А.И., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Влияние мощности входного сигнала на распространение поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната на подложках кремния // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 1. С. 35–51.

## INFLUENCE OF INPUT SIGNAL POWER ON MAGNETOSTATIC SURFACE WAVES PROPAGATION IN YTTRIUM-IRON GARNET FILMS ON SILICON SUBSTRATES

V. K. Sakharov<sup>1</sup>, Y. V. Khivintsev<sup>1,2</sup>, S. L. Vysotskii<sup>1,2</sup>,  
A. I. Stognij<sup>3</sup>, G. M. Dudko<sup>1</sup>, Y. A. Filimonov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Kotel'nikov IRE RAS, Saratov branch  
Zelenaya str., 38, 410019 Saratov, Russia

<sup>2</sup>National Research Saratov State University  
Astrakhanskaya, 83, 410012 Saratov, Russia

<sup>3</sup>Scientific-practical materials research centre, NASB  
P. Brovki str., 19, 220072 Minsk, Belarus

E-mail: valentin@sakharov.info; khivintsev@gmail.com; vysotsl@gmail.com;  
stognij@ifftp.bas-net.by; dugal\_2010@hotmail.com; yuri.a.filimonov@gmail.com

Yttrium iron garnet (YIG) films on silicon substrates (Si) are of a great interest due to compatibility of their fabrication with semiconductor technologies and, thus, possible integration of magnonic and electronic devices on one chip. However, features of spin wave propagation in YIG films on semiconductor substrates remain almost unexplored.

In this work with the help of network analyzer and microwave probe station we investigate the influence of input signal power on propagation of magnetostatic surface waves (MSSW) in the delay line structures based on YIG/Si films deposited by ion-beam evaporation.

It is shown that dependence of output MSSW power ( $P_{out}$ ) on input power level ( $P_{in}$ ) is determined by the position of MSSW frequency relative to the frequency  $f_{max}$  corresponding to the maximum of MSSW transmission spectrum. For frequencies  $f > f_{max}$  the dependence  $P_{out}(P_{in})$  monotonically decreases with input power growth while at frequencies  $f < f_{max}$  it has the maximum. Such behavior is qualitatively different from the dependences  $P_{out}(P_{in})$  of epitaxial YIG films on substrates from gadolinium-gallium garnet (GGG).

We assume that described features result from the higher damping level (two orders greater) of spin waves in YIG/Si films comparing to the epitaxial YIG/GGG structures. As a consequence, thresholds of MSSW parametric instability considerably increase, MSSW spectrum shifts towards the lower frequencies because of dynamic demagnetization and thermal heating induced by microwave power of propagating wave. In turn, this shift strongly influences the behavior of  $P_{out}(P_{in})$  dependence. Thus, the described effect should be considered for the identification of true thresholds of parametric instability of spin waves in YIG/Si films.

*Keywords:* magnetostatic surface waves, spin waves, parametric processes, dynamic demagnetization, yttrium-iron garnet films.

DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51

*Paper reference:* Sakharov V.K., Khivintsev Y.V., Vysotskii S.L., Stognij A.I., Dudko G.M., Filimonov Y.A. Influence of input signal power on magnetostatic surface waves propagation in yttrium-iron garnet films on silicon substrates. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2017. Vol. 25. Issue 1. P. 35–51.

## Введение

Пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), обладают рекордно малой шириной  $\Delta H$  линии ферромагнитного резонанса (ФМР) среди всех известных магнитных материалов [1–3]. Такие уникальные значения параметра  $\Delta H$  удается обеспечивать для пленок ЖИГ толщиной  $d$  от сотен нанометров [4, 5] до десятков микрон [6, 7], что делает эпитаксиальные структуры ЖИГ/ГГГ одним из основных материалов при изучении свойств спиновых волн. Однако возможности использования структур ЖИГ/ГГГ для разработки интегральных СВЧ-устройств на принципах магноники [8, 9] сильно ограничены из-за проблем совмещения технологии жидкофазной эпитаксии с полупроводниковыми технологиями. В этой связи большое внимание уделяется развитию технологий получения качественных плёнок ЖИГ на полупроводниковых подложках. В частности, разрабатываются методы импульсного лазерного испарения (абляции) [10–12], ВЧ магнетронного распыления [13, 14], ионно-лучевого распыления [15, 16] и некоторые другие [17–19]. При этом общей, до сих пор не решенной проблемой отмеченных технологий является невозможность обеспечения приемлемых значений параметра  $\alpha$ , характеризующего скорость релаксации спиновых волн (СВ), который связан с шириной линии ФМР соотношением [20, 21]  $\alpha = \gamma \Delta H / (2\omega)$ , где  $\gamma$  – гиромагнитное (магнитомеханическое) отношение,  $\omega$  – частота СВ.

Среди причин, приводящих к уширению линии ФМР в структурах «ЖИГ–полупроводник», наиболее существенную роль играют дефекты и упругие напряжения, обусловленные несоответствием периодов кристаллической решётки и термических коэффициентов расширения подложки и пленки, а также химическими реакциями на границе плёнки с подложкой и диффузией атомов при отжиге. При этом вклад в ширину линии ФМР могут давать как релаксационные процессы, приводящие к термализации СВ, так и процессы двухмагнетонного рассеяния на магнитных неоднородностях, которые прямо не связаны с термализацией СВ [20]. Поскольку параметры технологического процесса могут по-разному сказываться на величинах релаксационного и двухмагнетонного вкладов, то с точки зрения отработки технологических режимов представляется важным контролировать оба вклада. С этой целью для оценки релаксационного вклада в ширину линии ФМР можно воспользоваться методикой, основанной на измерении порога параметрического возбуждения СВ [22]. Действительно, длина параметрических спиновых волн может быть существенно меньше характерного размера зерна пленки ЖИГ, что делает пороги возбуждения параметрических СВ гораздо менее чувствительными к процессам двухмагнетонного рассеяния. Применительно к эпитаксиальным пленкам ЖИГ хорошее соответствие значений параметров  $\Delta H$  дают методики, основанные на измерении порогов возбуждения параметрических СВ волновой накачкой в виде бегущих магнитостатических волн (МСВ) [23, 24]. Целью данной работы является изучение возможности использования такого подхода для измерения параметра релаксации спиновых волн в пленках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на окисленных подложках кремния (Si) по технологии, описанной в работе [15].

Отметим, что технология [15] предполагает выращивание буферного и основного слоёв ЖИГ. Буферный слой позволяет уменьшить влияние на параметры ра-

бочего слоя как взаимной диффузии атомов и химических реакций, так и упругих деформаций, возникающих при отжиге структуры ЖИГ/Si. Полученные по такой технологии пленки состоят из двух магнитоактивных слоев – буферного и основного. Однако при этом оба слоя характеризуются шириной линии ФМР на два порядка больше, чем в эпитаксиальных пленках ЖИГ [15]. Очевидно, что пороговые уровни мощности МСВ  $P_{th}$  возникновения параметрической неустойчивости в таких пленках ЖИГ/Si также существенно увеличатся. В свою очередь, рост уровня  $P_{th}$  может сопровождаться более ярким проявлением эффектов динамического размагничивания [20] и нагрева пленки СВЧ-мощностью волны, которые в случае высококачественных эпитаксиальных пленок ЖИГ оказывали незначительное влияние на развитие параметрической неустойчивости МСВ и, как правило, не принимались во внимание [23]. Далее мы покажем на примере распространения поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) в сильно диссипативной структуре ЖИГ/Si, что указанные эффекты становятся заметными и могут затруднять определение порога параметрической неустойчивости.

Следует сказать, что изучение роли эффектов нагрева магнитных структур СВЧ-мощностью и динамического размагничивания на свойства магнитных колебаний и волн в структурах на основе магнитных материалов с высокой скоростью релаксации проводилось и ранее [20,25]. При этом для микро- и наноструктур на основе пленок ферромагнитных металлов следует ожидать особенностей проявления этих эффектов, связанных с возрастанием роли полей размагничивания из-за анизотропии формы образца и эффектов квантования спектра СВ. Так, в работе [26] было показано, что величина поля подмагничивания определяет направление «сдвига» максимума поглощения в спектре ФМР микрополосковой линии с пермаллоевой вставкой. Такое поведение связывалось с неоднородностью основного состояния пермаллоевой микрополоски в низких полях подмагничивания.

В данной работе рассматривается влияние мощности на спектры передачи ПМСВ в пленке ЖИГ/Si, причём размеры плёнки в плоскости образца существенно превышают как её толщину  $d$ , так и длину свободного пробега СВ. Кроме того, рассматривается случай достаточно больших полей подмагничивания, когда основное состояние близко к однородному.

## 1. Параметры исследуемой структуры

Исследуемая плёнка ЖИГ толщиной в 1100 нм была получена методом ионно-лучевого распыления на подложке окисленного кремния n-Si(001) по технологии, описанной в работе [15], и состояла из буферного и основного слоя, наличие которых подтверждалось как напрямую с помощью сканирующей электронной микроскопии (рис. 1), так и из спектров ФМР, измеренных на частоте  $f_r \approx 9.9$  ГГц, при углах  $\phi$  между направлением магнитного поля  $\vec{H}$  и плоскостью плёнки  $\phi \approx 0$  и  $\phi \approx 90^\circ$  (рис. 2). Из рис. 2 можно видеть, что при перпендикулярном намагничивании ( $\phi \approx 90^\circ$ ) существуют две области полей  $H_1 \approx 4820$  Э и  $H_2 \approx 5035$  Э, в которых пленка демонстрирует поглощение СВЧ-поля резонатора. Высокополевую область следует связать с поглощением в рабочем слое с эффективной намагниченностью насыщения  $4\pi M_2 \approx H_2 - 2\pi f_r / \gamma \approx 1500$  Э, а пик поглощения вблизи  $H_1$  отнести к

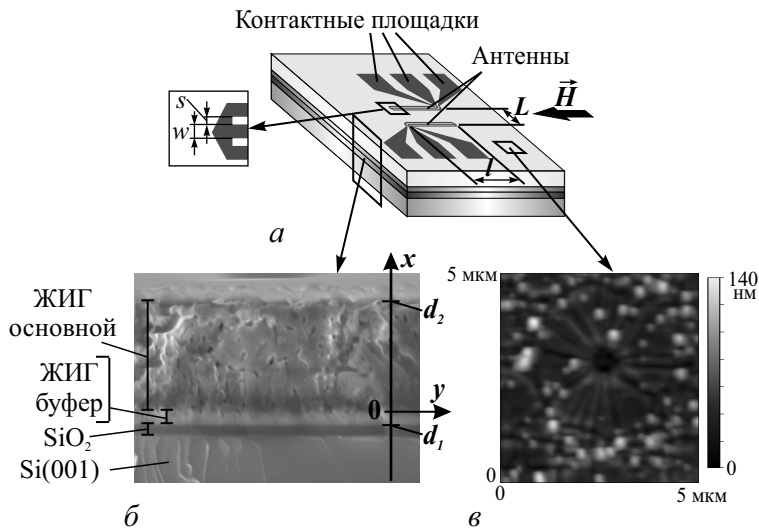


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры с нанесёнными на неё антеннами длиной  $l$  и расстоянием между центральными проводниками  $L$  (а); изображение профиля структуры сканирующей электронной микроскопией (б); изображение дефекта роста, полученное атомно-силовой микроскопией (в)

резонансу буферного слоя с намагниченностью  $4\pi M_1 \approx H_1 - 2\pi f_r / \gamma \approx 1280$  Э. При этом мы полагали, что гиромагнитное отношение  $\gamma$  исследуемого образца имеет то же значение, что и для качественной эпитаксиальной плёнки ЖИГ ( $1.76 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ), поскольку этот параметр слабо изменяется при нанесении ЖИГ на полупроводниковые и диэлектрические подложки [11]. При этом в спектре при  $H_2 \approx 5035$  Э помимо основного пика поглощения с шириной линии  $\Delta H \approx 40$  Э наблюдается дополнительный пик, вблизи  $H \approx 4980$  Э, что указывает на возбуждение мод спин-волнового резонанса (СВР) рабочего слоя.

При  $\phi \approx 0$  наблюдался лишь один пик поглощения шириной  $\Delta H \approx 120$  Э. То обстоятельство, что при  $\phi \approx 0$  не удастся разрешить отдельные линии, следует

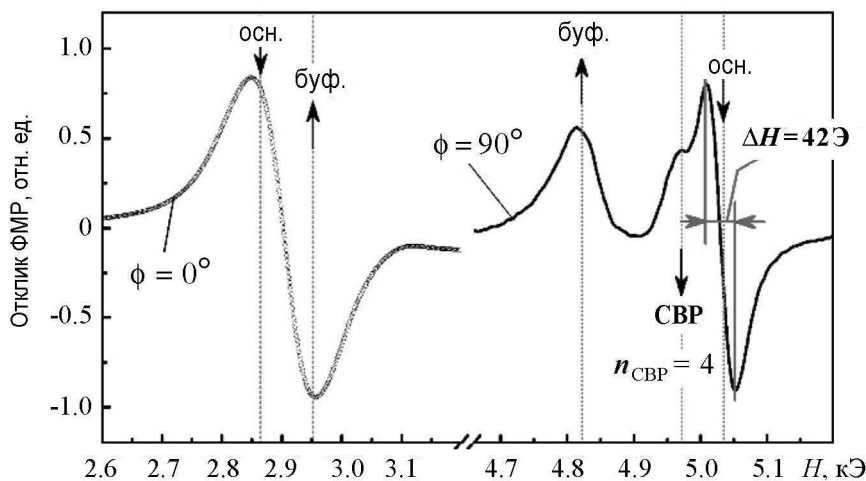


Рис. 2. Спектры ферромагнитного резонанса при поле, приложенном в плоскости плёнки ( $\phi = 0^\circ$ ) и перпендикулярно плёнке ( $\phi = 90^\circ$ ). Вертикальные прямые, обозначенные «осн.» «буф.», соответствуют откликам от основного и буферного слоя. Отклик при  $\phi = 90^\circ$ , обозначенный «СВР  $n_{\text{СВР}} = 4$ », соответствует положению четвёртого спин-волнового резонанса в основном слое

связать с двумя возможными факторами. Во-первых, на разрешение линий спектра ФМР может оказывать влияние неоднородность параметров слоев, как по толщине, так и в плоскости пленки. Во-вторых, существенный вклад в ширину линии поглощения могут давать процессы двухмагнного рассеяния [27, 28] на дефектах и границах между зёрнами структуры ЖИГ/Si. Действительно, согласно данным атомно-силовой микроскопии, среднеквадратичная шероховатость поверхности полученного образца была  $S_q = 20$  нм, средний диаметр зерна  $d_g = 224$  нм. Каждый участок поверхности  $20 \times 20$  мкм имел от одного до трех кратероподобных дефектов роста диаметром 3...5 мкм и глубиной 30...40 нм (рис. 1, в). В нашем случае следует ожидать, что рассеяние на границах между зёрнами будет приводить к образованию СВ с волновыми векторами  $k_g \approx \pi/d_g \approx 1.5 \cdot 10^5$  рад/см. При  $\phi \approx 90^\circ$  фазовое пространство в спектре спиновых волн на частотах низших мод СВР ( $n = 1...3$ ) «сжимается» из-за влияния неоднородного обмена на спектр, и двухмагнные процессы с участием СВ с  $k \approx k_g$  оказываются запрещенными [27, 28].

## 2. Влияние мощности входного сигнала на распространение поверхностных магнитостатических волн

Исследование влияния мощности входного сигнала на распространение ПМСВ проводилось на макете линии задержки, схематично показанном на рис. 1, а. Для этого на поверхности пленки ЖИГ методом взрывной литографии с использованием фотолитографии и магнетронного распыления на постоянном токе были изготовлены возбуждающие и приёмные антенны в форме закороченных копланарных волноводов с контактными площадками для прижимных СВЧ-зондов (см. рисунок). Антенны изготавливались из медной пленки толщиной около 500 нм с подслоем хрома толщиной 15 нм. Ширина сигнальной линии и боковых заземляющих электродов копланарной антенны составляла  $w=7$  мкм при расстоянии между электродами  $s = 4$  мкм. Указанные размеры были выбраны для получения копланарных волноводов на ЖИГ с импедансом, близким к 50 Ом, чтобы обеспечить согласование с измерительными трактами. Длина антенн составляла  $l = 200$  мкм. В одном технологическом цикле были изготовлены несколько пар антенн с расстояниями между сигнальными линиями возбуждающей и приемной антенн  $L = 50$  и 100 мкм.

Измерение коэффициентов прохождения и отражения интегральных структур «пленка ЖИГ–копланарные микроантенны», которые фактически выполняют роль СВЧ линии задержки, осуществлялось с помощью векторного анализатора цепей «Agilent Technologies E5071» и СВЧ зондовой станции в диапазоне частот  $f = 1...6$  ГГц. Образец при этом помещался между полюсами электромагнита, магнитное поле которого в диапазоне  $H = 120...2150$  Э было в плоскости плёнки и перпендикулярно распространению спиновой волны, что соответствует геометрии ПМСВ [29]. Предварительно измерительная система подвергалась калибровке, чтобы исключить влияние СВЧ-зондов и кабелей на результат измерений.

Уровень сигнала, отвечающий возбуждению и прохождению ПМСВ в пленке, превышал уровень прямой электромагнитной наводки между антеннами менее чем на 20...25 дБ. Поэтому, для того чтобы уменьшить влияние сигнала наводки на результат измерений, проводилась корректировка коэффициентов прохождения вы-

читанием данных, измеренных при  $H = 2150$  Э, когда частоты ПМСВ оказываются гораздо выше исследуемого диапазона частот и коэффициент прохождения в чистом виде отражает электромагнитную наводку. На рис. 3, *a*, *б* приведены соответственно скорректированные таким образом частотные зависимости амплитуды  $|S_{21}(f)|$  и фазы  $S_{21}^{\text{ph}}(f)$  прошедшего сигнала ПМСВ в линии задержки с расстоянием между антеннами  $L = 50$  мкм при двух различных полях подмагничивания и уровне падающей мощности  $P_{\text{in}} \approx -20$  дБм.

Частотные зависимости фазы коэффициента прохождения  $S_{21}^{\text{ph}}(f)$  позволили получить дисперсионные характеристики  $f(k)$  по стандартной методике, пользуясь выражением [30]

$$k = -\frac{S_{21}^{\text{ph}}(f)}{L}, \quad (1)$$

где  $k$  – волновые числа; для нашего образца  $k \leq 2000$  рад/см (рис. 3, *в*).

По наклону полученных экспериментальных дисперсионных кривых была определена групповая скорость  $V_g$  ПМСВ, в среднем составившая

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} \approx \frac{2\pi\Delta f}{\Delta k} \approx 1.6 \times 10^6 \text{ [см/с]}. \quad (2)$$

Для характеристики влияния уровня мощности входного сигнала  $P_{\text{in}}$  на распространение и для измерения порога параметрической неустойчивости ПМСВ воспользуемся подходом, основанным на измерении зависимости параметра  $|S_{21}| = 10 \lg(P_{\text{out}}/P_{\text{in}})$  от  $P_{\text{in}}$ :  $|S_{21}| = |S_{21}(P_{\text{in}})|$  [23, 24]. В случае, когда связь выходной  $P_{\text{out}}$  и падающей  $P_{\text{in}}$  мощностей становится нелинейной, значения параметра  $|S_{21}|$  начинают падать с ростом мощности  $P_{\text{in}}$ . При этом уровень падающей мощности  $P_{\text{in}}$ , при котором начинается спад зависимости  $|S_{21}| = |S_{21}(P_{\text{in}})|$ , принимается равным порогу  $P_{\text{th}}$  параметрической неустойчивости [23, 24]. На рис. 4, *a* приведены зависимости  $|S_{21}(f)|$  при двух уровнях падающей мощности,  $P_{\text{in}} \approx -20$  дБм и  $P_{\text{in}} \approx 10$  дБм. Видно, что амплитудно-частотная характеристика коэффициента

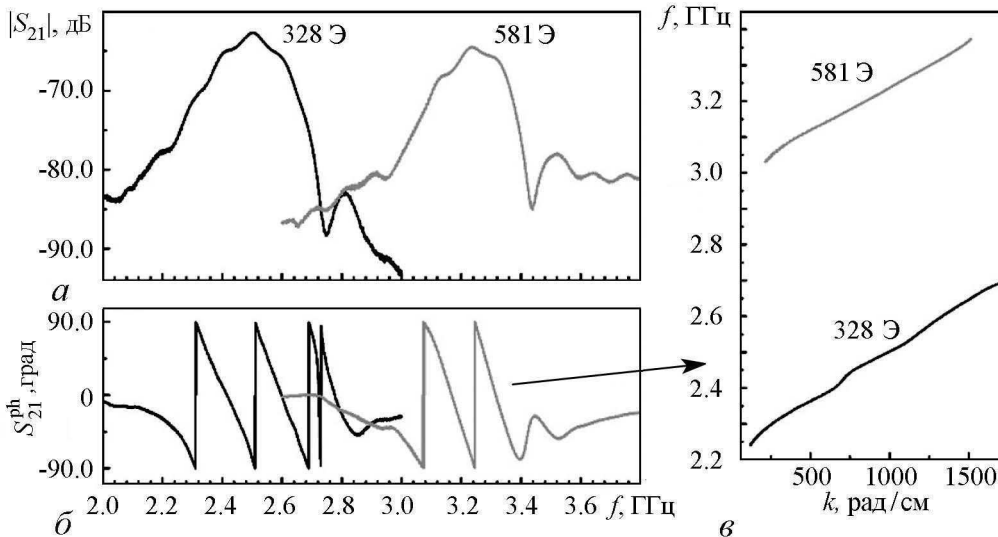


Рис. 3. Амплитудно-частотные (*a*), фазо-частотные (*б*) характеристики коэффициента прохождения и построенные из них дисперсионные характеристики (*в*) ПМСВ в исследуемой структуре

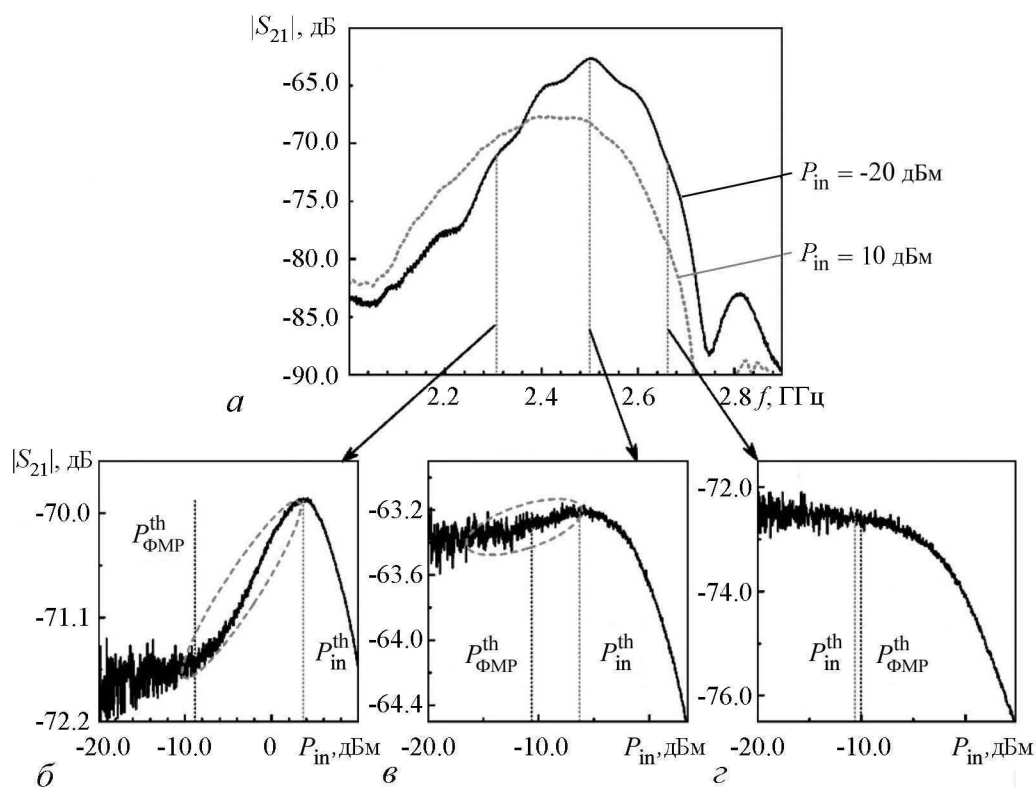


Рис. 4. Амплитудно-частотная зависимость коэффициента прохождения для поля 328 Э и двух значений входной мощности:  $-20$  и  $+10$  дБм (а); зависимости коэффициента прохождения от входной мощности на частотах, показанных на (а) пунктирными вертикальными линиями (б, в, г). Пунктирным овалом на зависимостях выделены области аномального роста коэффициента прохождения. Вертикальные линии  $P_{in}^{th}$  показывают пороговую входную мощность, определяемую по началу спада кривой  $|S_{21}(P_{in})|$ ; вертикальные линии  $P_{ФМР}^{th}$  показывают положение пороговой входной мощности, определённой по ширине линии ФМР при нормальном поле

прохождения с ростом  $P_{in}$  сдвигается «вниз» по частоте. Необходимо отметить, что такой «сдвиг» характеристики  $|S_{21}(f)|$  будет приводить к качественно разным зависимостям  $|S_{21}(P_{in})|$  для фиксированных значений частоты в зависимости от их положения относительно частоты  $f_{max}$ , соответствующей максимуму прохождения ПМСВ при низком уровне падающей мощности  $P_{in} \approx -20$  дБм (рис. 4, б, в, г). Действительно, в зависимостях  $|S_{21}(P_{in})|$ , измеренных для частот  $f < f_{max}$ , наблюдался аномальный участок роста коэффициента прохождения (выделен пунктирной кривой на рис. 4, б, в), тогда как для  $f > f_{max}$  наблюдался спад (см. рис. 4, г), характерный для развития параметрической неустойчивости ПМСВ [23, 24].

Отмеченные особенности в поведении зависимостей  $|S_{21}(P_{in})|$ , а также явный сдвиг спектра с увеличением мощности ставят под сомнение правомерность использования для сильно диссипативных пленок ЖИГ/Si развитых для случая эпитаксиальных пленок ЖИГ/ГГГ методов [23, 24]. При этом очевидно, что сам сдвиг зоны прохождения в сторону меньших частот обусловлен уменьшением намагниченности образца, которое, в свою очередь, могло быть вызвано температурным нагревом и вкладом динамического размагничивания. Отметим, что в рассматриваемом случае ПМСВ рост мощности входного сигнала мог сопровождаться развитием параметри-



ческих процессов первого  $n = 1$  (трехмагнонных) и второго  $n = 2$  (четырёхмагнонных) порядков, идущих в соответствии с законами сохранения энергии и импульса

$$nf = f_1 + f_2, \quad n\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2, \quad (3)$$

где частоты  $f_1$  и  $f_2$  и волновые векторы  $\vec{k}_1$  и  $\vec{k}_2$  отвечают параметрическим спиновым волнам. Процессы первого порядка возможны при выполнении условия [24]:

$$\frac{f}{2(\omega_H + F_{ex})} < 1, \quad (4)$$

где  $\omega_H = \gamma H$ ,  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1}\text{с}^{-1}$  – магнитомеханическое отношение;  $F_{ex} = (2\gamma A/M_0)k^2$  – обменный сдвиг,  $A = 3 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}$  – обменная жесткость в ЖИГ. Частота  $(\omega_H + F_{ex})$  определяет «дно» спектра обратных объёмных магнитостатических волн с учётом обменного сдвига и представляет собой минимальную частоту магнонов, на которые может распасться магнон из спектра ПМСВ. В нашем случае условие (4) выполняется при значениях полей подмагничивания  $H < 450 \text{ Э}$ . При полях  $H > 450 \text{ Э}$  трехмагнонные процессы запрещены, и ПМСВ может быть неустойчива лишь по отношению к четырехмагнонным процессам.

Для оценки пороговой мощности  $P_{th}$  используем значения входной пороговой мощности  $P_{in}^{th}$ , определяемой из зависимости  $|S_{21}(P_{in})|$  по началу спада амплитуды коэффициента прохождения  $|S_{21}|$ , на частотах, близких к  $f_{max}$ , где область аномального роста выражена слабо. Положим для простоты, что в ПМСВ была преобразована вся разность  $(P_{11}^\infty - P_{11}^H)$  между мощностью  $P_{11}^\infty$ , отражённой от входной антенны и измеренной на фиксированной частоте при поле  $H = 2150 \text{ Э}$ , когда на этой частоте нет сигнала от ПМСВ, и отражённой мощностью  $P_{11}^H$ , измеренной при данном поле  $H$ , когда частота соответствует максимуму прохождения ПМСВ. Тогда, если обозначить входную мощность, преобразованную в ПМСВ, как  $P_{CB}$ , то её часть относительно входной мощности составит

$$\xi = \frac{P_{CB}}{P_{in}} = \frac{P_{11}^\infty - P_{11}^H}{P_{in}} = 10^{\frac{|S_{11}^\infty|}{10}} - 10^{\frac{|S_{11}^H|}{10}}, \quad (5)$$

где  $|S_{11}^H|$  и  $|S_{11}^\infty|$  – амплитуды коэффициентов отражения, соответствующие  $P_{11}^H$  и  $P_{11}^\infty$ . Поэтому значение пороговой мощности может быть выражено следующим образом:

$$P_{th} = P_{in}^{th}\xi = P_{in}^{th}\left(10^{\frac{|S_{11}^\infty|}{10}} - 10^{\frac{|S_{11}^H|}{10}}\right). \quad (6)$$

Полученные экспериментальные данные показывают, что в спиновую волну было преобразовано от 13% входной мощности при  $H = 215 \text{ Э}$  до 21% при  $H = 680 \text{ Э}$ . Полученные по (6) из представленных зависимостей  $|S_{21}(P_{in})|$  значения пороговых мощностей позволили сделать оценку вклада динамического размагничивания, под которым подразумевается уменьшение величины проекции вектора намагниченности на направление эффективного поля  $4\pi M_z$  за счёт увеличения динамической составляющей намагниченности  $m$  с ростом мощности входного сигнала. Для этой оценки, исходя из значений групповой скорости ПМСВ, геометрических параметров образца и возбуждающей системы, по выражениям из [24] определялась

динамическая составляющая намагниченности  $m$  и угол её прецессии  $\Psi_{\text{th}}$ :

$$m = \sqrt{\frac{P_{\text{th}}}{V_g l d}}, \quad (7)$$

где  $l$  – длина антенны,  $d$  – толщина плёнки;

$$\Psi_{\text{th}} \approx \frac{m}{M_0}. \quad (8)$$

Здесь бралось усреднённое значение намагниченности для основного слоя, полученное из спектров ФМР для нормального поля  $4\pi M_0 = 1499$  Гс. Для процессов первого порядка  $m \approx 10$  Гс, угол прецессии  $\arcsin \Psi_{\text{th}} \approx 5^\circ$ . Для процессов второго порядка эти величины оказались почти в 2 раза больше:  $m \approx 18$  Гс и  $\arcsin \Psi_{\text{th}} \approx 8^\circ$ . Отметим, что найденные величины позволяют также оценить диссипативный параметр  $\Delta H_k$ , характеризующий скорость релаксации спиновой волны. Так, в соответствии с [24], параметр диссипации для процессов первого порядка

$$\Delta H_k^{3m} = 4\pi M_0 \Psi_{\text{th}} \left( \frac{f/2 + F_{ex}}{f} \right) \sin 2\theta, \quad (9)$$

где  $\sin \theta = \sqrt{(f^2 - 4(\omega_m + F_{ex})^2)/(4\gamma 4\pi M_0(\omega_m + F_{ex}))}$ ,  $F_{ex} = (2\gamma A_{\text{жиг}})/(M_0 k^2)$ , для процессов второго порядка

$$\Delta H_k^{4m} = 4\pi M_0 \Psi_{\text{th}}^2. \quad (10)$$

Для обоих случаев  $\Delta H_k \approx 40$  Э, что согласуется со значением ширины линии ФМР, измеренной при нормальном намагничивании.

Далее из соотношения

$$4\pi M_z = 4\pi M_0 \sqrt{1 - \left( \frac{m}{M_0} \right)^2} \quad (11)$$

определялась проекция намагниченности  $4\pi M_z$  и сдвиг границ области существования ПМСВ [20]

$$\Delta f_0 = \gamma \left( \sqrt{H(H + 4\pi M_0)} - \sqrt{H(H + 4\pi M_z)} \right), \quad (12)$$

$$\Delta f_s = \frac{\gamma}{2} (4\pi M_0 - 4\pi M_z). \quad (13)$$

Сдвиг низкочастотной границы ПМСВ  $\Delta f_0$  составил приблизительно 4 и 17 МГц для процессов первого и второго порядка, соответственно; высокочастотной –  $\Delta f_s$  – приблизительно 10 и 31 МГц, соответственно, для процессов первого и второго порядка.

Оценим теперь, насколько адекватным является определение пороговой мощности по началу спада кривых  $|S_{21}(P_{\text{in}})|$  в условиях смещения зоны с ростом входной мощности. Исходим из того, что определённая из спектров ФМР ширина линии

соответствует параметру диссипации. Для процессов первого порядка (по соотношению (4)), полагая, что  $\sin 2\theta \approx 1$ , а  $F_{ex} \ll 1$ , можем (9) записать следующим образом:

$$\Delta H = \frac{1}{2} 4\pi M_0 \Psi_{th}. \quad (14)$$

Тогда из выражений (5)–(8) следует, что

$$P_{\text{ФМР}}^{\text{th}} \approx \frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{СВ}}} \left( \frac{2\Delta H}{4\pi} \right)^2 V_g l d, \quad (15)$$

где  $P_{\text{ФМР}}^{\text{th}}$  – пороговая входная мощность, которая должна наблюдаться при параметре диссипации, соответствующем ширине линии ФМР.

Рассчитанные таким образом пороги отмечены на зависимостях  $|S_{21}(P_{\text{in}})|$  на рис. 4, б, в, г. Можно видеть, что рассчитанные по формуле (15) значения порогов не совпадают со значениями, измеренными по началу спада зависимостей  $|S_{21}(P_{\text{in}})|$ . Это указывает на влияние эффекта сдвига спектра ПМСВ вниз по частоте на результат измерения. Оценим также вклад температурного нагрева пленки СВЧ-мощностью волны в «сдвиг» спектра в область низких частот. Для этого воспользуемся результатами измерения температурного градиента, создаваемого бегущей ПМСВ в пленке ЖИГ, выполненного в работе [23]. В этой работе показано, что в пленке ЖИГ с шириной линии ФМР  $\Delta H \approx 0.4$  Э нагрев в области возбуждающей антенны за счет поглощенной мощности  $P^*$  ПМСВ составил  $\Delta T \approx 0.2$  °С при уровне входной мощности  $P_{\text{in}} \approx 60$  мВт. Будем считать, что  $\Delta T \propto P^* \propto k'' \xi P_{\text{in}}$ , где  $k'' \propto \Delta H$  [20, 21] – мнимая часть волнового числа, характеризующая потери ПМСВ,  $\xi$  – коэффициент преобразования падающей мощности  $P_{\text{in}}$  в мощность волны (см. выражение (5)). Если далее предположить, что значения коэффициента  $\xi$  для преобразователей, использованных в данной работе и в работе [23] совпадают, то для случая  $P_{\text{in}} \approx 10$  дБм, показанного пунктирной линией на рис. 4, а, нагрев составит  $\Delta T \approx 3$  °С.

Изменение намагниченности, обусловленное нагревом образца, определяется выражением [31]:

$$4\pi M(T) = 4\pi M(0) \left( 1 - \frac{T}{T_C} \right)^\beta, \quad (16)$$

где  $T_C \approx 559$  К – температура Кюри,  $\beta$  – критический индекс (критическая экспонента),  $\beta = 0.47$  [32]. Учитывая, что эксперименты выполнялись при комнатной температуре  $T \approx 298$  К ( $T \ll T_C$ ), а также малость приращения температуры ( $\Delta T \ll T$ ), выражение (16) можно записать в линеаризованном виде

$$4\pi M(T + \Delta T) = 4\pi M(T) - \eta \Delta T, \quad (17)$$

где  $4\pi M(T) \approx 1500$  Э – намагниченность пленки при комнатной температуре, для ЖИГ  $\eta \approx 3.3$  Гс/град [33]. Для полученной оценки нагрева пленки  $\Delta T \approx 3$  °С из (17) получим значение намагниченности  $4\pi M(T + \Delta T) \approx 1490$  Э, которому при параметрах эксперимента, соответствующих рис. 4, а, будет отвечать сдвиг длинноволновой границы спектра ПМСВ  $\Delta f_0 \approx 6$  МГц, тогда как частота коротковолновой границы спектра уменьшится на  $\Delta f_s \approx 14$  МГц.

## Заклучение

Таким образом, проведено исследование влияния мощности входного сигнала на распространение ПМСВ в плёнках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках окисленного кремния и характеризующихся шириной линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H \approx 40$  Э. На примере ПМСВ с волновыми числами  $k \leq 2000$  рад/см показано, что с ростом мощности входного сигнала наблюдается заметный сдвиг спектра ПМСВ «вниз» по частоте, связанный с влиянием эффектов динамического размагничивания и термического нагрева пленки СВЧ-мощностью волны. Указанный эффект «сдвига» спектра ПМСВ становится заметным при уровнях мощности входного сигнала ниже порога параметрического возбуждения спиновых волн, что приводит к качественным отличиям в поведении мощности выходного сигнала от уровня падающей мощности, определяемым положением частоты ПМСВ относительно частоты  $f_{\max}$ , соответствующей максимуму прохождения ПМСВ в спектре передачи. Показано, что указанные эффекты требуют уточнения подходов к определению порогов параметрической неустойчивости, основанных на анализе спектров передачи спиновых волн в макетах типа линии задержки.

*Работа была частично поддержана грантами РФФИ 16-57-00135, 16-29-14058, 16-02-01073, 14-07-00896 и Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь (грант № Ф16Р-085).*

## Библиографический список

1. Harris V.G., Geiler A., Chen Y., Yoon S. D., Wu M., Yang A., Chen Z., He P., Parimi P.V., Zuo X., Patton C.E., Abe M., Acher O., Vittoria C. Recent advances in processing and applications of microwave ferrites // JMMM. 2009. Vol. 321. P. 2035–2047.
2. Chen Z., Harris V.G. Ferrite film growth on semiconductor substrates towards microwave and millimeter wave integrated circuits // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112. 081101.
3. Glass H. Ferrite films for microwave and millimeter-wave devices // Proc. IEEE. 1988. Vol. 76. Issue 2. P. 151–158.
4. Андреев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Кравченко В.Б., Луговской А.В., Огрин Ю.Ф., Темирязов А.Г., Филимонова Л.М. Распространение магнитостатических волн в плёнках железо-иттриевого граната субмикронной толщины // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 3. С.1005.
5. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Нукитов С.А., Темирязов А.Г. Неустойчивость интенсивных магнитостатических волн в нормально намагниченных тонких ферромагнитных пленках // ФТТ. 1987. Т. 29, вып. 6. С. 1794–1798.
6. Adam J. D., Owens J.M., Collins J.H. Studies of FMR Linewidth in Thick YIG Films Grown by Liquid Phase Epitaxy // AIP Conference Proceedings. 1974. Vol. 18. P. 1279.
7. Syvorotka I.I., Syvorotka I.M., Ubizskii S.B. Thick Epitaxial YIG Films with Narrow FMR Linewidth // Solid State Phenomena. 2013. Vol. 200. P. 250–255.
8. Neusser S., Grundler D. Magnonics: Spin Waves on the Nanoscale // Advanced materials. 2009. Vol. 21. P. 2927–2932.

9. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* Magnonics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43. 264001 (14 pages).
10. *Sun X.Y., Du Q., Goto T., Onbasli M.C., Kim D.H., Aimon N.M., Hu J., Ross C.A.* Single-step deposition of cerium-substituted yttrium iron garnet for monolithic on-chip optical isolation // *ACS Photonics*. 2015. Vol. 2. P. 856–863.
11. *Karim R., Oliver S.A., Vittoria C.* Laser ablation deposition of YIG films on semiconductor and amorphous substrates // *IEEE Trans. Magn.* 1995. Vol. 31. Issue 6. P. 3485–3487.
12. *Zheng H., Qin H., Zheng P., Deng J., Zheng L., Han M.* Preparation of low ferromagnetic resonance linewidth yttrium iron garnet films on silicon substrate // *Appl. Surf. Sci.* 2014. Vol. 307. P. 661–664.
13. *Yang Q., Huaiwu Z., Yingli L., Qiye W.* Effect of post-annealing on the magnetic properties of Bi:YIG film by RF magnetron sputtering on Si substrates // *IEEE Trans. On Magn.* 2007. Vol. 43. Issue 9. P. 3652–3655.
14. *Boudiar T., Payet-Gervev B., Blanc-Mignon M.-F., Rousseau J.J., Le Berre M., Joisten H.* Magneto-optical properties of yttrium iron garnet (YIG) thin films elaborated by radio frequency sputtering // *JMMM*. 2004. Vol. 284. P. 77–85.
15. *Stognij A.I., Lutsev L.V., Bursian V.E., Novitskii N.N.* Growth and spin-wave properties of thin Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> films on Si substrates // *J. Appl. Phys.* 2015. Vol. 118. 023905.
16. *Bandyopadhyay A.K., Rios S.E., Fritz S., Garcia J., Contreras J., Gutierrez C.J.* Ion beam sputter-fabrication of Bi-YIG films for magnetic photonic applications // *IEEE Trans. on Magn.* 2004. Vol. 40. P. 2805–2807.
17. *Yao S., Sato T., Kaneko K., Murai S., Fujita K., Tanaka K.* Preparation of yttrium iron garnet thin films by mist chemical vapor deposition method and their magneto-optical properties // *Jap. Jour. Appl. Phys.* 2014. Vol. 53. 05FB17 (5 pages).
18. *Rehspringer J.-L., Bursik J., Niznansky D., Klarikova A.* Characterization of bismuth-doped yttrium iron garnet layers prepared by sol-gel process // *JMMM*. 2000. Vol. 211. P. 291–295.
19. *Todorovska R., Groudeva-Zotova St., Todorovsky D., Tzvetkov G., Stefanov P.* Highly crystalline Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> thin films by citric spray pyrolysis // *Jour. Mat. Synth. Proc.* 2002. Vol. 10. Issue 5. P. 283–288.
20. *Gurevich A.G., Melkov G.A.* Magnetization Oscillations and Waves. Boca Raton. CRC Press, Inc. 1996. P. 445.
21. *Stancil D.D., Prabhakar A.* Spin waves. Theory and application. New York, USA. Springer Science + Business Media, LLC. 2009. P. 355.
22. *Мелков Г.А.* Влияние параметрических возбужденных спиновых волн на процессы релаксации в ферритах // *Физика твердого тела*. 1975. Т. 17, вып. 6. С. 1728–1733.
23. *Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.* Влияние параметрически возбуждённых спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых плёнках // *ЖЭТФ*. 1999. Т. 115. Вып. 1. С. 318–332.
24. *Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.* Четырёхмагنونный распад поверхностных магнитостатических волн в плёнках железо-иттриевого граната // *ФТТ*. 1997. Т.39. №2. С. 330–338.

25. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики/ Пер. с англ. А.Г. Гуревич. М.: Мир. 1965. 676 с.
26. Khivintsev Y., Kuanr B., Fal T.J., Haftel M., Camley R.E., Celinski Z., Mills D.L. Nonlinear ferromagnetic resonance in permalloy films: A nonmonotonic power-dependent frequency shift // *Phys. Rev. B*. 2010. Vol. 81. 054436 (6 pages).
27. Hurben M.J., Patton C.E. Theory of two magnon scattering microwave relaxation and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic thin films // *Jour. Appl. Phys.* 1988. Vol. 83. P. 4344–4365.
28. Landeros P., Arias R.E., Mills D.L. Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets: The case where the magnetization is out of plane // *Phys. Rev. B*. 2008. Vol. 77. 214405.
29. Damon R.W. and Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // *J. Phys. Chem. Solids*. 1961. Vol. 19. P. 308.
30. Schilz W. Spin-wave propagation in epitaxial YIG films // *Philips Res. Reports*. 1973. Vol. 28. P. 50–65.
31. Chikazumi S. *Physics of Ferromagnetism*. Second edition. Oxford University Press. 1997. See page 128 of total 655 pages.
32. Anderson E.E., Muhson H.J., Arajs S., Stelmach A.A., Tehan B.L. Critical Exponent  $\beta$  for the Magnetization of YIG. // *J. Appl. Phys.* 1970. Vol. 41. Issue 3. P. 1274–1276.
33. Яковлев Ю.М. Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Советское радио. 1975. 360 с.; Стародубцев Ю.. Магнитные материалы: Энциклопедический словарь-справочник. М.: Техносфера. 2011. 640 с.

## References

1. Harris V.G., Geiler A., Chen Y., Yoon S. D., Wu M., Yang A., Chen Z., He P., Parimi P.V., Zuo X., Patton C.E., Abe M., Acher O., Vittoria C. Recent advances in processing and applications of microwave ferrites. *JMMM*. 2009. Vol. 321. P. 2035–2047.
2. Chen Z., Harris V.G. Ferrite film growth on semiconductor substrates towards microwave and millimeter wave integrated circuits. *J. Appl. Phys.* 2012. Vol. 112. 081101.
3. Glass H. Ferrite films for microwave and millimeter-wave devices. *Proc. IEEE*. 1988. Vol. 76. Issue 2. P. 151–158.
4. Andreev A.S., Gulyaev Yu. V., Zil'berman P.E., Kravchenko V.B., Lugovskoi A.V., Ogrin Yu. F., Temiryazev A.G., Filimonova L.M. Propagation of magnetostatic waves in yttrium iron garnet films of submicron thickness. *JETP*. 1984. Vol. 59. N. 3. P. 586–591.
5. Gulyaev Yu.V., Zil'berman P.E.; Nikitov S.A., Temiryazev A.G. Instability of strong magnetostatic waves in normally magnetized thin ferromagnetic films. *Sov. Phys. Solid State*. 1987. Vol.29, N. 6. P.1031–1034.
6. Adam J. D., Owens J. M., Collins J. H. Studies of FMR linewidth in thick YIG films grown by liquid phase epitaxy. *AIP Conference Proceedings*. 1974. Vol. 18. P. 1279.

7. Syvorotka I.I., Syvorotka I.M., Ubizskii S.B. Thick epitaxial YIG films with narrow FMR linewidth. *Solid State Phenomena*. 2013. Vol. 200. P. 250–255.
8. Neusser S., Grundler D. Magnonics: Spin waves on the nanoscale. *Advanced materials*. 2009. Vol. 21. P. 2927–2932.
9. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics. *J.Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43. 264001 (14 pages).
10. Sun X.Y., Du Q., Goto T., Onbasli M.C., Kim D.H., Aimon N.M., Hu J., Ross C.A. Single-step deposition of cerium-substituted yttrium iron garnet for monolithic on-chip optical isolation. *ACS Photonics*. 2015. Vol. 2. P. 856–863.
11. Karim R., Oliver S.A., Vittoria C. Laser ablation deposition of YIG films on semiconductor and amorphous substrates. *IEEE Trans. Magn.* 1995. Vol. 31. Issue 6. P. 3485–3487.
12. Zheng H., Qin H., Zheng P., Deng J., Zheng L., Han M. Preparation of low ferromagnetic resonance linewidth yttrium iron garnet films on silicon substrate. *Appl. Surf. Sci.* 2014. Vol. 307. P. 661–664.
13. Yang Q., Huaiwu Z., Yingli L., Qiye W. Effect of post-annealing on the magnetic properties of Bi:YIG film by RF magnetron sputtering on Si substrates. *IEEE Trans. On Magn.* 2007. Vol. 43. Issue 9. P. 3652–3655.
14. Boudiar T., Payet-Gervev B., Blanc-Mignon M.-F., Rousseau J.J., Le Berre M., Joisten H. Magneto-optical properties of yttrium iron garnet (YIG) thin films elaborated by radio frequency sputtering. *JMMM*. 2004. Vol. 284. P. 77–85.
15. Stognij A.I., Lutsev L.V., Bursian V.E., Novitskii N.N. Growth and spin-wave properties of thin Y3Fe5O12 films on Si substrates. *J. Appl. Phys.* 2015. Vol. 118. 023905.
16. Bandyopadhyay A.K. , Rios S.E., Fritz S., Garcia J., Contreras J., Gutierrez C.J. Ion beam sputter-fabrication of Bi-YIG films for magnetic photonic applications. *IEEE Trans. on Magn.* 2004. Vol. 40. P. 2805–2807.
17. Yao S., Sato T., Kaneko K., Murai S., Fujita K., Tanaka K. Preparation of yttrium iron garnet thin films by mist chemical vapor deposition method and their magneto-optical properties. *Jap. Jour. Appl. Phys.* 2014. Vol. 53. 05FB17 (5 pages).
18. Rehspringer J.-L., Bursik J., Niznansky D., Klarikova A. Characterization of bismuth-doped yttrium iron garnet layers prepared by sol-gel process. *JMMM*. 2000. Vol. 211. P. 291–295.
19. Todorovska R., Groudeva-Zotova St., Todorovsky D., Tzvetkov G., Stefanov P. Highly crystalline Y3Fe5O12 thin films by citric spray pyrolysis. *Jour. Mat. Synth. Proc.* 2002. Vol. 10, Issue 5. P. 283–288.
20. Gurevich A.G., Melkov G.A. Magnetization Oscillations and Waves. Boca Raton. CRC Press, Inc. 1996. P. 445.
21. Stancil D.D., Prabhakar A. Spin Waves. Theory and Application. New York, USA. Springer Science + Business Media, LLC. 2009. 355 p.
22. Melkov G.A. Influence of parametrically excited spin waves on relaxation processes in ferrites. *Fizika Tverdogo Tela*. 1975. Vol. 17, Issue 6. P. 1728–1733 (in Russian).
23. Kazakov G.T., Kozhevnikov A.V., Filimonov Yu.A. The effect of parametrically excited spin waves on the dispersion and damping of magnetostatic surface waves in ferrite films. *J. Exper. Theor. Phys.* 1999. Vol. 88. Issue 1. P. 174–181.
24. Kazakov G.T., Kozhevnikov A.V., Filimonov Yu.A. Four-magnon decay of magneto-

- static surface waves in yttrium iron garnet films. *Phys. Solid State*. 1997. Vol. 39, Issue 2. P. 288–295.
25. Lax B. and Button K.J. *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics*. McGraw-Hill, New York, 1962.
  26. Khivintsev Y., Kuanr B., Fal T.J., Haftel M., Camley R.E., Celinski Z., Mills D.L. Nonlinear ferromagnetic resonance in permalloy films: A nonmonotonic power-dependent frequency shift. *Phys. Rev. B*. 2010. Vol. 81. 054436 (6 pages).
  27. Hurben M.J., Patton C.E. Theory of two magnon scattering microwave relaxation and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic thin films. *J. Appl. Phys.* 1988. Vol. 83. P. 4344–4365.
  28. Landeros P., Arias R.E., Mills D.L. Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets: The case where the magnetization is out of plane. *Phys. Rev. B*. 2008. Vol. 77. 214405.
  29. Damon R.W. and Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *J. Phys. Chem. Solids*. 1961. Vol. 19. P. 308.
  30. Schilz W. Spin-wave propagation in epitaxial YIG films. *Philips Res. Reports*. 1973. Vol. 28. P. 50–65.
  31. Chikazumi S. *Physics of Ferromagnetism*. Second edition. Oxford University Press, 1997. See page 128 of total 655 pages.
  32. Anderson E.E., Muhson H.J., Arajs S., Stelmach A.A., Tehan B.L. Critical exponent  $\beta$  for the magnetization of YIG. *J. Appl. Phys.* 1970. Vol. 41. Issue 3. P. 1274–1276.
  33. Yakovlev Y.M., Gendelev S.Sh. *Ferrite monocrystals in radioelectronics*. Moscow. Sov. Radio. 1975. 360 p. (in Russian); Starodubcev Y. *Magnetic materials: Encyclopedic dictionary-handbook*. Moscow. Technosphaera. 2011. 640 p. (in Russian).

*Поступила в редакцию*      1.12.2016  
*После доработки*                18.01.2017



*Сахаров Валентин Константинович* – родился в пос. Соколовый Саратовской области (1986). Окончил кафедру физики полупроводников СГУ им. Н.Г. Чернышевского (2008) и аспирантуру ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН (2011). В настоящее время работает научным сотрудником лаборатории «Магнитоэлектроника СВЧ» Саратовского филиала ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Область научных интересов: спин-волновые явления в магнитных микро- и наноструктурах; СВЧ-электроника.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зелёная, 38  
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН  
E-mail: valentin@sakharov.info



*Хивинцев Юрий Владимирович* – родился в 1975 г. Окончил физический факультет СГУ им. Н.Г. Чернышевского (1998). Кандидат физико-математических наук (2004). Заведующий лабораторией Саратовского филиала ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и доцент СГУ им. Н.Г. Чернышевского. Область научных интересов – магнитные колебания и волны, СВЧ-электроника.

410019 Саратов, ул. Зеленая, 38  
Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН  
410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: khivintsev@gmail.com

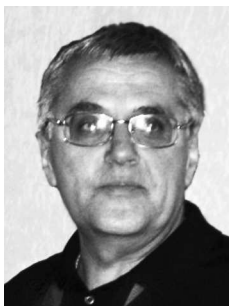


*Высоцкий Сергей Львович* – родился в Саратове (1955), окончил Саратовский политехнический институт (1977). С 1981 года работает в Саратовском филиале ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, в настоящее время – ведущим научным сотрудником лаборатории «Магнитоэлектроника СВЧ». Кандидат физико-математических наук (1994), тема диссертационной работы – «Влияние анизотропии и межслойного обменного взаимодействия на распространение магнитостатических волн в слоистых ферритовых структурах». Область научных интересов: магнитоэлектроника СВЧ. Автор более 40 статей в российских и международных журналах.



410019 Саратов, ул. Зеленая, 38  
Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН  
410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: vysotsl@gmail.com

*Стогний Александр Иванович* – родился в пос. Табашар Таджикской ССР (1960); окончил физический факультет Донецкого университета, аспирантуру НАНБ, защитил кандидатскую диссертацию по специальности 01.04.07 – физика твердого тела. Около десяти лет проработал на предприятиях электронной промышленности Беларуси начальником отдела и отделения, в настоящее время ведущий научный сотрудник НПЦ по материаловедению НАНБ, автор более ста статей и 34 изобретений в области развития методов ионно-лучевого распыления, в том числе для суперфинишной обработки поверхности и получения тонкопленочных структур. Подготовил пять кандидатов наук в указанной области. Результаты, полученные в области формирования и исследования структур магноники и магнитооптики, вошли в ТОП-10 НАНБ 2014 года и отмечены совместной премией РАН и НАНБ в 2015 году.



Беларусь, 220072 Минск, ул. П. Бровки, 19  
Научно-практический центр НАНБ по материаловедению  
E-mail: stognij@iftp.bas-net.by

*Дудко Галина Михайловна* – родилась в Свердловске (1960). Окончила физический факультет СГУ им. Н.Г. Чернышевского (1983) по специальности «радиофизика и электроника». Защитила кандидатскую диссертацию (2002) на тему «Эффекты самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитных пленках». Область научных интересов: нелинейная динамика магнитостатических волн (МСВ), численное моделирование процессов самомодуляции и самофокусировки МСВ, колебаний намагниченности и распространения спиновых волн в ферромагнитных нано- и микроструктурах. Автор более 20 статей в высокорейтинговых российских и международных журналах.



410019 Саратов, ул. Зеленая, 38  
Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: dugal\_2010@hotmail.com

*Филимонов Юрий Александрович* – родился в г. Куйбышеве (1955). Окончил факультет физической и квантовой электроники МФТИ (1979). Доктор физико-математических наук (2008), профессор по специальности «физика магнитных явлений» (2012). Директор Саратовского филиала ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Профессиональные интересы: магноники и спринтроника, магнитные материалы и структуры, электронная компонентная база. Имеет более 120 публикаций.



410019 Саратов, ул. Зеленая, 38  
Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН  
410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: uri.a.filimonov@gmail.com