А. В. Кожевников, Г. М. Дудко, Ю. В. Хивинцев, В. К. Сахаров, С. Л. Высоцкий, Ю. В. Никулин, Е. С. Павлов, А. Г. Хитун, Ю. А. Филимонов, Влияние направления магнитного поля на спектр выходных сигналов спиновых волн при трехмагнонном распаде поверхностных магнитостатических волн в кресте на основе волноводов из пленки железо-иттриевого граната,
Известия вузов. ПНД, 2020, том 28, выпуск 2, 168–185

https://www.mathnet.ru/ivp365

УДК 537.622.2; 537.862 https://doi.org/10.18500/0869-6632-2020-28-2-168-185

Влияние направления магнитного поля на спектр выходных сигналов спиновых волн при трехмагнонном распаде поверхностных магнитостатических волн в кресте на основе волноводов из пленки железо-иттриевого граната

А. В. Кожевников[1], *Г. М. Дудко*[1], *Ю. В. Хивинцев*[1,2], *В. К. Сахаров*[1], *С. Л. Высоцкий*[1,2], *Ю. В. Никулин*[1,2], *Е. С. Павлов*[1], *А. Г. Хитун*[3], *Ю. А. Филимонов*[1,2]

[1]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
[2]Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского,
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
[3]Университет Калифорнии, Риверсайд,
900 University Ave., WCH 414, Riverside, CA, USA, 90815
E-mail: kzhavl@gmail.com, dugal_2010@hotmail.com, khivintsev@gmail.com, valentin@sakharov.info,
vysotsl@gmail.com, yvnikulin@gmail.com, gekapavlov@gmail.com,
akhitun@engr.ucr.edu, yuri.a.filimonov@gmail.com
Автор для переписки Кожевников Александр Владимирович, kzhavl@gmail.com
Поступила в редакцию 10.12.2019, принята к публикации 05.02.2020, опубликована online 30.04.2020

Тема. Исследовалось влияние направления магнитного поля $\vec{H}$ на спектр выходных сигналов спиновых волн 4-портовой крестовидной структуры при возбуждении входным преобразователем поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) в условиях параметрической неустойчивости первого порядка (трехмагнонной). **Цель.** Обнаружение влияния эффектов невзаимности на развитие параметрической неустойчивости спиновых волн в касательно намагниченных мультипортовых микроструктурах на основе пленок железо-иттриевого граната. **Методы.** Эксперименты выполнялись с крестом из пленки железо-иттриевого граната толщиной $d \approx 3.8$ мкм, в виде двух ортогональных волноводов шириной $w \approx 500$ мкм и длиной $L \approx 3$ мм с расположенными на концах волноводов проволочными антеннами спиновых волн, где одна из антенн на поперечно намагниченном волноводе являлась входной. **Результат.** Обнаружено, что на выходных антеннах, расположенных вблизи концов продольно намагниченного волновода и ориентированных перпендикулярно магнитному полю, спектры спиновых волн качественно различны и невзаимны по отношению к направлению поля $\vec{H}$ или смене направления распространения поверхностных магнитостатических волн накачки. **Обсуждение.** Обнаруженный эффект связывается с невзаимным характером распространения в структуре как волны накачки, так и рождаемых при параметрической неустойчивости волн.

Ключевые слова: параметрические спиновые волны, интерференция спиновых волн, микроволновод, спинтроника, магноника, микромагнитное моделирование.

Образец цитирования: Кожевников А.В., Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Никулин Ю.В., Павлов Е.С., Хитун А.Г., Филимонов Ю.А. Влияние направления магнитного поля на спектр выходных сигналов спиновых волн при трехмагнонном распаде поверхностных магнитостатических волн в кресте на основе волноводов из пленки железо-иттриевого граната // Известия вузов. ПНД. 2020. Т. 28, № 2. С. 168–185. https://doi.org/10.18500/0869-6632-2020-28-2-168-185

Финансовая поддержка. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-19-01673).

https://doi.org/10.18500/0869-6632-2020-28-2-168-185

Magnetic field direction influence on the spectrum of spin waves output signals at three-magnon decay of magnetostatic surface waves in a cross based on waveguides of yttrium iron garnet film

A. V. Kozhevnikov[1], *G. M. Dudko*[1], *Y. V. Khivintsev*[1,2], *V. K. Sakharov*[1], *S. L. Vysotskii*[1,2], *Y. V. Nikulin*[1,2], *E. S. Pavlov*[1], *A. G. Khitun*[3], *Y. A. Filimonov*[1,2]

[1]Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Saratov branch, Russian Academy of Sciences, 38 Zelenaya str., Saratov 410019, Russia
[2]Saratov State University, 83 Astrakhanskaya str., Saratov 410012, Russia
[3]Department of Electrical and Computer Engineering, University of California-Riverside, 900 University Ave., WCH 414, Riverside, CA, USA, 90815
E-mail: kzhavl@gmail.com, dugal_2010@hotmail.com, khivintsev@gmail.com, valentin@sakharov.info, vysotsl@gmail.com, yvnikulin@gmail.com, gekapavlov@gmail.com, akhitun@engr.ucr.edu, yuri.a.filimonov@gmail.com
Correspondence should be addressed to Aleksandr V. Kozhevnikov, kzhavl@gmail.com
Received 10.12.2019, accepted 05.02.2020, published online 30.04.2020

Subject. We studied the effect of magnetic field $\vec{H}$ direction on the spectrum of the output signals in a 4-port cross-shaped structure where magnetostatic surface waves (MSSW) are excited by an input transducer under the condition of the first-order parametric instability (three-magnon). **Objective.** To detect the influence of nonreciprocal effects on the development of parametric instability of spin waves (SW) in tangentially magnetized multiport microstructures based on films of yttrium iron garnet (YIG). **Methods.** The experiments were carried out for a cross structure from YIG film with the thickness $d \approx 3.8$ μm, in the form of two orthogonal waveguides having a width $w \approx 500$ μm and a length $L \approx 3$ mm with the SW wire antennas placed at the ends of the waveguides, where one of antennas on the transversely magnetized waveguide was considered as an input. **Results.** It has been found that at the output antennas located near the ends of the longitudinally magnetized waveguide and oriented perpendicular to magnetic field, the SW spectra are qualitatively different and nonreciprocal with respect to the field direction $\vec{H}$ or to the change in the propagation direction of the MSSW pumping signal. **Discussion.** The observed effect is associated with the nonreciprocal character of propagation of both the pumping wave and waves generated at parametric instability condition.

Key words: parametric spin waves, spin wave interference, microwave guide, spintronics, magnonics, micromagnetic modelling.

Reference: Kozhevnikov A.V., Dudko G.M., Khivintsev Y.V., Sakharov V.K., Vysotskii S.L., Nikulin Y.V., Pavlov E.S., Khitun A.G., Filimonov Y.A. Magnetic field direction influence on the spectrum of spin waves output signals at three-magnon decay of magnetostatic surface waves in a cross based on waveguides of yttrium iron garnet film. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2020, vol. 28, no. 2, pp. 168–185. https://doi.org/10.18500/0869-6632-2020-28-2-168-185

Acknowledgements. The study was carried out with the financial support of the Russian Science Foundation (project no. 17-19-01673).

Введение

Известно [1, 2], что распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в ферромагнитной пленке с волновым вектором $\vec{k}$, направленным перпендикулярно касательному к пленке магнитному полю $\vec{H}$, невзаимно. Указанная невзаимность проявляется в распределении амплитуды ПМСВ по толщине пленки d и характеризуется положением максимума вблизи противоположных поверхностей для волн с обратным направлением $\vec{k}$ или поля $\vec{H}$. Эффекты невзаимности ПМСВ в последнее время широко обсуждаются в связи с перспективами их применений в устройствах обработки информации на принципах магноники [3–16]. Исследуются особенности поведения фазы невзаимных волн [3] и механизмов возбуждения микрополосковыми антеннами [4–7], влияние невзаимности на формирование спектра магнонных кристаллов [8–12], а также перспективы использования невзаимных эффектов для построения спиновой логики [13,14]. Кроме того, на основе невзаимных эффектов, реализуемых при распространении спиновых волн в эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), разрабатываются СВЧ устройства фильтрации, циркуляторы, вентили [15–17]. К этому следует добавить, что невзаимные свойства проявляются и для обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ), поддерживаемых касательно намагниченной ферромагнитной пленкой [1,2], в случае, если волновой вектор ООМСВ отклоняется от направления магнитного поля [18–21]. Влияние невзаимных эффектов на нелинейные волновые процессы в магнитных пленках ранее обсуждалось, по-видимому, лишь применительно к задачам свертки [22] и комбинационного рассеяния [23] встречных ПМСВ. Было показано, что из-за локализации встречных ПМСВ на различных поверхностях пленочного волновода, эффективность процессов свертки и комбинационного рассеяния падает при переходе в коротковолновую область спектра ПМСВ.

Влияние эффектов невзаимности на развитие параметрической неустойчивости в системе спиновых волн до сих пор не обсуждалось. Цель данной работы – сообщить об обнаружении невзаимных эффектов при параметрической неустойчивости спиновых волн в 4-портовой крестовидной структуре на основе пленки ЖИГ при возбуждении входным преобразователем (параллельным $\vec{H}$) ПМСВ в условиях параметрической неустойчивости первого порядка (трехмагнонной). Показано, что смена направления поля подмагничивания $\vec{H}$ или направления распространения ПМСВ приводит к инверсии спектров сигналов на выходных антеннах, расположенных вблизи концов продольно намагниченного волновода. Отметим, что ранее [24] в крестовидной структуре из двух ортогональных волноводов шириной $w \approx 500$ мкм и длиной $L \approx 3$ мм на основе пленки ЖИГ толщиной $d \approx 3.8$ мкм с расположенными на концах волноводов проволочными антеннами спиновых волн (СВ) исследовалось влияние трехмагнонных (3М) процессов на распространение СВ. Было показано, что при достаточном превышении падающей мощности P на частоте сигнала накачки f_p над порогом 3М распада P_{th}, которое характеризуется уровнем надкритичности $C = 10\log(P/P_{\mathrm{th}}) > 10$ дБ, вид спектра на выходных антеннах ортогонально расположенных волноводов крестовидной структуры может заметно различаться. Однако влияние направления поля $\vec{H}$ на указанные спектры в работе [24] не исследовалось. В данной работе проведено исследование влияния невзаимности свойств СВ на вид спектров с выходных преобразователей крестовидной структуры при развитии в системе СВ параметрической неустойчивости.

1. Результаты эксперимента по исследованию влияния направления магнитного поля на спектр сигнала накачки ПМСВ при распространении в условиях 3М распадов

Вид исследуемой структуры показан на рис. 1. Все обозначения, параметры структуры, описание измерительной установки и методика эксперимента приведены в [24]. Здесь рассмотрен лишь случай, когда внешнее поле направлено вдоль проволочной антенны 1, что отвечает геометрии возбуждения ПМСВ Дэймона–Эшбаха [1, 2]. Чтобы охарактеризовать направление поля подмагничивания $\vec{H}$, свяжем с макетом систему координат так, как показано на вставке к рис. 1.

На рис. 2 показана блок-схема экспериментальной установки. Входной сигнал с анализатора цепей *1* ENA Agilent E5071C, через усилитель мощности *3* «Микран» MAHW010120 и регулируемый аттенюатор *5* подавался на порт 1 структуры. При этом максимальный уровень падающей мощности составлял $P_{\mathrm{in}} \sim 100$ мВт в частотном диапазоне 1...8 ГГц. Выходные сигналы с портов 2, 3, 4 исследуемой структуры через СВЧ-переключатель и СВЧ широкополосный усилитель *4* Agilent Technologies Preamplifier 87405C поступали на анализатор спектра *2* Agilent

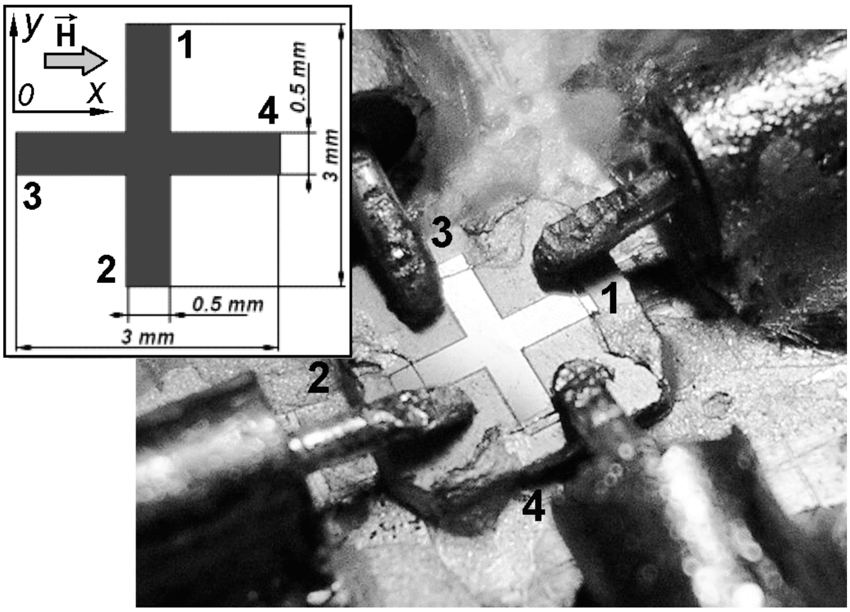


Рис. 1. Вид исследуемой структуры и экспериментального макета. Цифрами 1–4 показаны золотые проволочные антенны диаметром 30 мкм и длиной 0.6 мм, отстоящие от краев креста на расстояния 100...200 мкм. На входную антенну 1 подается сигнал накачки на частоте $f_p \approx 3.0$ ГГц и мощностью $P \approx 0.1...100$ мВт. На вставке приведена геометрия задачи и плоскостные размеры структуры. Спектры с выходов 2,3,4 изучались при двух направлениях поля $\vec{H}$: вдоль и против оси Ox

Fig. 1. A view of the investigated structure and experimental prototype. Numbers 1–4 indicate the gold wire antennas with the diameter of 30 μm and the length of 0.6 мм, spaced from the edges of the cross at the distance of 100...200 μm. Pumping signal at the frequency $f_p \approx 3.0$ GHz and power $P \approx 0.1...100$ mW was applied to the input antenna 1. The inset shows the geometry of the problem and the planar dimensions of the structure. The spectra from the outputs of 2, 3, 4 were studied for two directions of the field $\vec{H}$: along and against the Ox axis

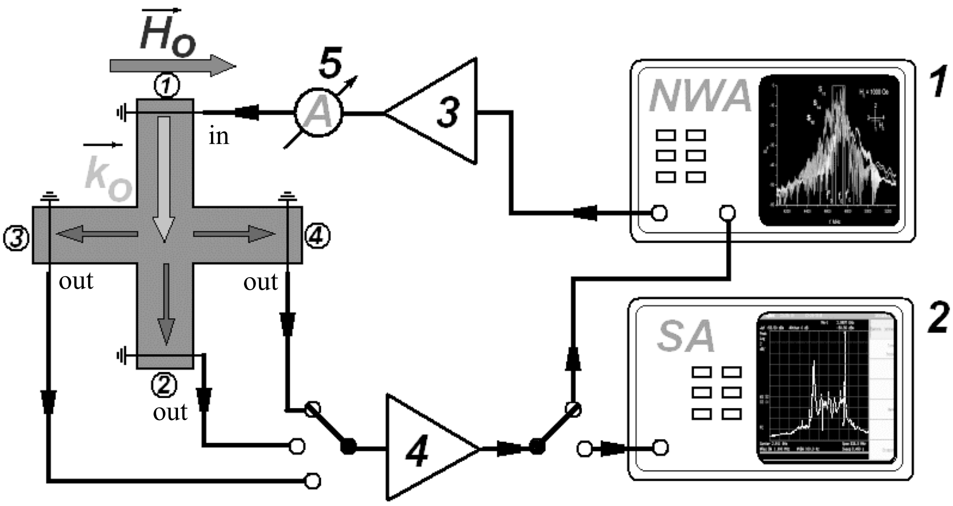


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки: *1* – векторный анализатор цепей Agilent ENA E5071C; *2* – анализатор спектра Agilent N9320A; *3* – усилитель мощности «Микран» MAHW010120; *4* – широкополосный усилитель Agilent Technologies Preamplifier 87405C; *5* – аттенюатор

Fig. 2. Block diagram of the experimental setup: *1* – vector network analyzer Agilent ENA E5071C; *2* – spectrum analyzer Agilent N9320A; *3* – power amplifiers «Mikran» MAHW010120; *4* – wideband amplifier Agilent Technologies Preamplifier 87405C; *5* – attenuator

N9320A. Отметим, что векторный анализатор электрических цепей используется для определения граничных частот, величины пороговой мощности нелинейных процессов первого порядка, общей настройки эксперимента, а также в качестве генератора сигнала фиксированной частоты при исследовании спектров выходного сигнала.

Обратимся к рис. 3, где приведены спектры выходных сигналов с антенн 2, 3 и 4 при значениях $H \approx \pm 394$ Э и $H \approx \pm 459$ Э и уровнях надкритичности $C \approx 9$ дБ и $C \approx$ 30 дБ, соответственно. Положительные и отрицательные значения H отвечают ориентации вектора $\vec{H}$ вдоль и против оси $\vec{x}$, см. вставку к рис. 1. На рис. 3 для сравнения приведены спектры сигнала ПМСВ, прошедшего через пластину ЖИГ с плоскостными размерами 15×10 мм (исследуемые крестовая структура и пластина ЖИГ изготавливались из одной плёнки ЖИГ). Параметры экспериментов были также идентичными. Пленка имела эффективную намагниченность насыщения $4\pi M \approx 1876$ Гс и ширину линии ферромагнитного резонанса (ФМР) $\Delta H \approx 0.5$ Э. Для возбуждения и приема ПМСВ в пластине использовались изготовленные на поликоровой подложке микрополоски шириной ≈ 30 мкм, длиной ≈ 5 мм, разнесенные на расстояние ≈ 5 мм. Отметим, что при выбранных размерах пластины влиянием латерального квантования [25] на спектр ПМСВ можно пренебречь.

Из рис. 3 можно видеть, что в пластине смена направления поля приводит к падению амплитуды выходного сигнала как на частоте накачки, так и на частотах спектральных составляющих. При этом некоторые из частот сателлитов в спектре могут исчезнуть. Однако спектр качественно не меняется при смене направления $\vec{H}$, а исчезнувшие сателлиты могут появиться в спектре при увеличении надкритичности накачки до значений $C \approx 12...15$ дБ, см. вставку на нижнем рис. 3 (B). Отмеченные изменения в спектре пластины отражают амплитудную невзаимность ПМСВ распространяющихся от входной к выходной антеннам при смене направления $\vec{H}$.

Такая амплитудная невзаимность может возникать как из-за увеличения параметров релаксации СВ на интерфейсе ЖИГ/ГГГ, так и из-за падения эффективности возбуждения/приема ПМСВ расположенной на ее поверхности микрополоской из-за уменьшения интеграла перекрытия СВЧ полей $\vec{h}$ антенны и намагниченности ПМСВ $\vec{m}$. Действительно, рост значений ΔH_k на границе ЖИГ/ГГГ может обуславливаться нарушением стехиометрии пленки из-за взаимодиффузии атомов пленки и подложки, а также упругими напряжениями из-за рассогласования постоянных решетки ЖИГ и ГГГ. К падению эффективности возбуждения/приема ПМСВ проволочными антеннами приводит не только смещение максимальной амплитуды намагниченности ПМСВ к подложке, но и спадание поля микрополоски $\vec{h}$ по толщине пленки от поверхности к подложке.

Влияние направления $\vec{H}$ на спектр выходных сигналов с антенн 3 и 4 проявляется в инвертировании спектров, тогда как спектр с выходной антенны 2 качественно не меняется. При этом можно говорить лишь о качественном инвертировании спектров на антеннах 3 и 4. Количественное соответствие спектров с антенн 3 и 4 при полях $H \approx \pm 394$ Э и $H \approx \pm 459$ Э отсутствует, что можно связать как с различием местоположения антенн и их параметров, так и влиянием неучтенных факторов, определяющих распространение спиновых волн, например, магнитной анизотропии. Отметим, что в кресте область шумового спектра при уровне накачки $C \approx 30$ дБ оказывается шире, чем в пластине ЖИГ. Низкочастотная граница шума в кресте составляет $f_{\mathrm{No}}^{\mathrm{Cr}} \approx 2700$ МГц, тогда как в пластине $f_{\mathrm{No}}^{\mathrm{Sl}} \approx 2910$ МГц. К этому следует добавить, что «амплитудная невзаимность» в кресте менее ярко выражена, чем в пластине. Это легко видеть из сравнения спектров с выхода антенны 2 и пластины при надкритичиности $C \approx 30$ дБ и полях $H \approx \pm 459$ Э.

Поскольку к невзаимности может приводить смена направления не только поля $\vec{H}$, но и вектора $\vec{k}$, представляет интерес сопоставить влияние направления поля на спектр сигналов с антенн 3 и 4, когда в качестве возбуждающей берется антенна 1 или 2. На рис. 4 в колонках (A),

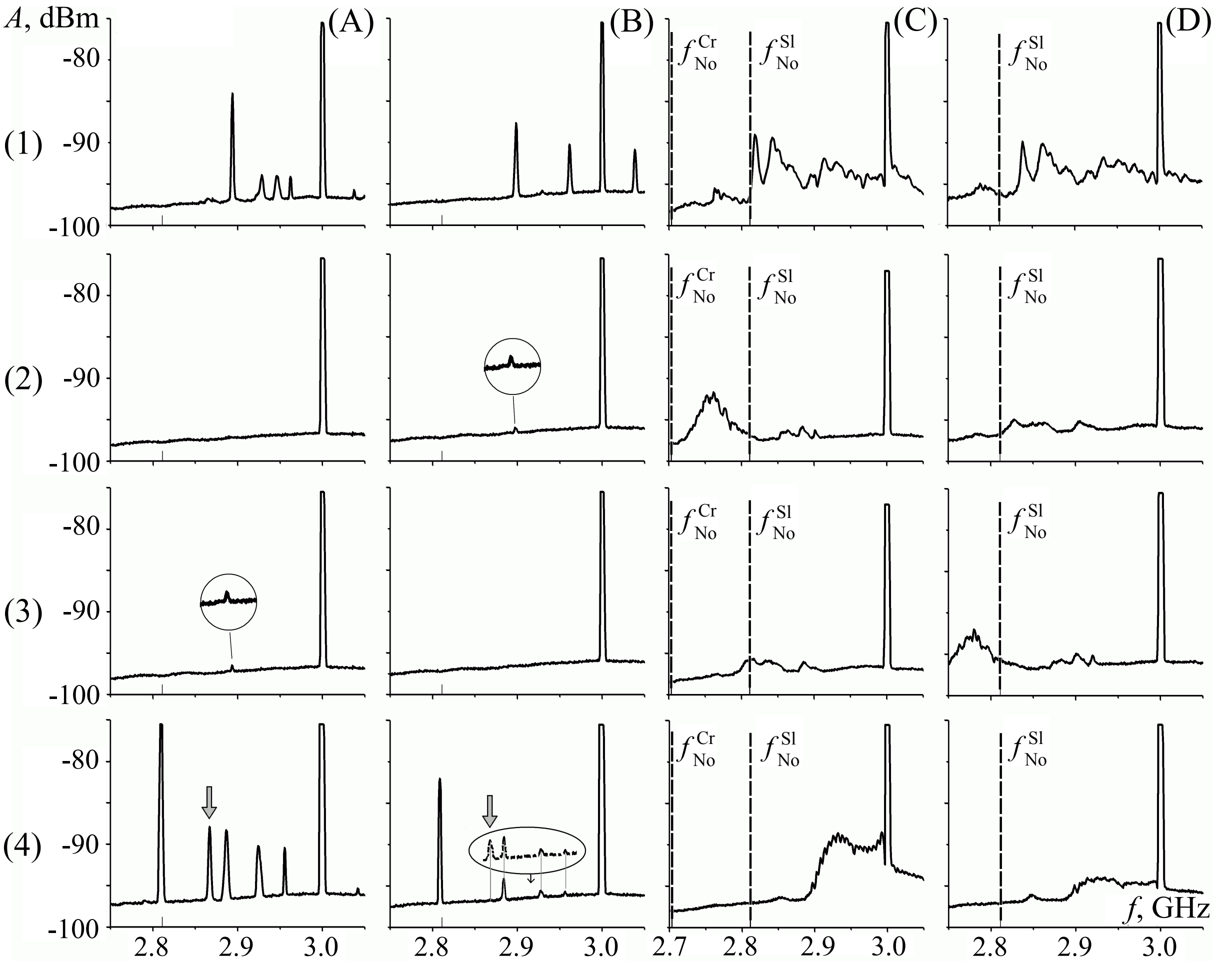


Рис. 3. Влияние направления поля на вид спектра сигнала на выходных антеннах крестовидной структуры (ряды 1–3) и пленки с плоскостными размерами 15×10 мм (нижний ряд) при накачке на частоте $f_p \approx 3.0$ ГГц, поступающей на антенну 1. Колонки (A) и (B) отвечают полям $H \approx \pm 394$ Э и надкритичности $C \approx 9$ дБ. Колонки (C) и (D) отвечают $H \approx \pm 459$ Э и $C \approx 30$ дБ. Поле $\vec{H}$ параллельно входным антеннам 1 и 2, см. рис. 1. Вертикальными пунктирными линиями показаны положения частот $f^{\mathrm{Sl}}_{\mathrm{No}}$ и $f^{\mathrm{Cr}}_{\mathrm{No}}$, соответствующих нижней границе шумового спектра в сплошной пленке ЖИГ и в кресте. На нижнем рисунке в колонке (B) на вставке показан участок спектра ПМСВ прошедшего через пленку ЖИГ при $C \approx 12...15$ дБ. Для всех измерений $RBW = 1$ МГц (RBW – ширина полосы пропускания разрешающего фильтра)

Fig. 3 The influence of the field direction on the signal spectrum at the output antennas of the cross-shaped structure (rows 1–3) and film with planar dimensions 15×10 mm (lower row) when pumped at antenna 1 with the frequency $f_p \approx 3.0$ GHz. Columns (A) and (B) correspond to the fields $H \approx \pm 394$ Oe and above-critical value of pumping $C \approx 9$ dB. Columns (C) and (D) correspond to $H \approx \pm 459$ Oe and $C \approx 30$ dB. Field $\vec{H}$ is parallel to the input antennas 1 and 2, see Fig. 1. Vertical dashed lines show the positions of the frequencies $f^{\mathrm{Sl}}_{\mathrm{No}}$ and $f^{\mathrm{Cr}}_{\mathrm{No}}$ corresponding to lower frequency boundary of the noise signal spectrum in a continuous YIG film and in the cross-shaped structure. In the lower figure, in column (B), the inset shows the part of the MSSW spectrum that passed through the YIG film at $C \approx 12...15$ dB. For all measurements, $RBW = 1$ MHz (RBW is the bandwidth of the resolution filter)

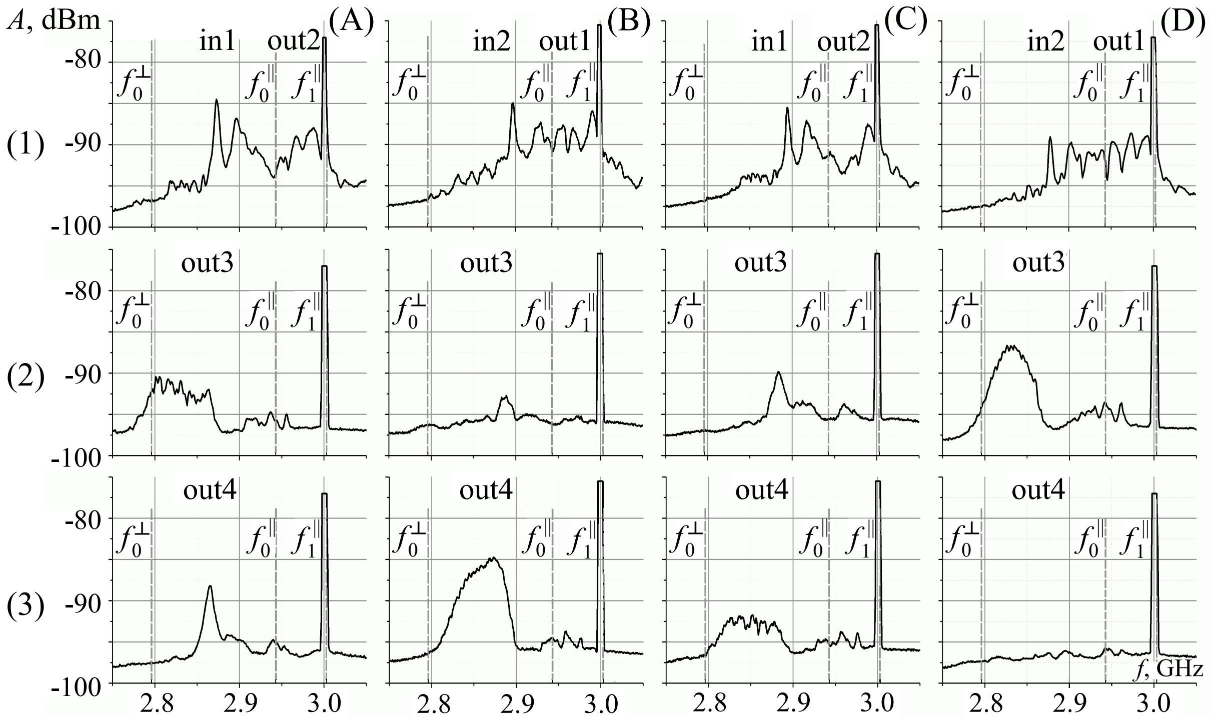


Рис. 4. Вид спектра сигнала на выходных антеннах при накачке на частоте $f_p \approx 3.0$ ГГц, надкритичностью $C \approx 30$ дБ и полях $H \approx +465$ Э (колонки (A), (B)) и $H \approx -465$ Э (колонки (C), (D)). Колонки (A) и (C) отвечают случаю подачи входного сигнала на антенну 1, (B) и (D) – когда в качестве входной взята антенна 2. Магнитное поле $\vec{H}$ параллельно входным антеннам 1 и 2 – см. рис. 1. Вертикальными пунктирными линиями показаны положения частот $f_0^{\|}$ и $f_1^{\|}$, отвечающей первой ширинной моде в волноводе намагниченном продольно. Для всех измерений $RBW = 1$ МГц

Fig. 4. Spectrum of the signal at the output antennas for pumping frequency $f_p \approx 3.0$ GHz, above-critical value $C \approx 30$ dB and fields $H \approx +465$ Oe (columns (A), (B)) and $H \approx -465$ Oe (columns (C), (D)). Columns (A) and (C) correspond to the case of input signal applied to antenna 1, (B) and (D) – when antenna 2 is taken as input. Magnetic field $\vec{H}$ is parallel to the input antennas 1 and 2 – see Fig. 1. Vertical dashed lines show the positions of the frequencies $f_0^{\|}$ and $f_1^{\|}$ corresponding to the first width mode in the longitudinally magnetized waveguide. For all measurements, $RBW = 1$ MHz

(B) приведены спектры сигналов с выходов креста при поле $H \approx +465$ Э и случаев, когда в качестве входной берется антенна 1 (колонка (A)), либо антенна 2 (колонка (B)). Можно видеть, что смена направления распространения также инвертирует спектры на выходах 3 и 4, как и направление поля. В последнем легко убедиться, обратившись к колонкам (C) и (D) на рис. 4.

2. Обсуждение результатов эксперимента

Прежде всего, сопоставим вид спектров выходных сигналов крестовидной структуры и пленки ЖИГ, показанных на рис. 3. Можно видеть, что при параметрах эксперимента, отвечающих колонкам (A) и (B), когда в спектре выходных сигналов пленки и с выхода 2 креста присутствуют сателлиты, в спектрах с выходов 3 и 4 как число, так и интенсивность сателлитов заметно меньше. Наоборот, при параметрах эксперимента, отвечающих колонкам (C) и (D), когда в спектре выходных сигналов пленки и креста присутствует шумовой сигнал, частота нижней границы шумового сигнала в пленке ЖИГ составляет $f_{\rm No}^{\rm Sl} \approx 2910$ МГц и оказывается заметно выше, чем в кресте $f_{\rm No}^{\rm Cr} \approx 2700$ МГц.

Близкий характер спектров крестовидной структуры и пленки ЖИГ позволяет считать, что процессы, приводящие к их образованию, однотипны и состоят из нескольких этапов, характерных для ПМСВ в пленках ЖИГ [2, 27–34]. На первом происходит распад ПМСВ накачки на две параметрические спиновые волны (ПСВ), принадлежащие области спектра ООМСВ, с законами сохранения [2, 28, 29]:

$$f_p = f_1 + f_2, \quad (1)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_1 + \vec{k}_2, \quad (2)$$

где частоты $f_{p,1,2}$ и волновые векторы $\vec{k}_{p,1,2}$ отвечают, соответственно, ПМСВ и ПСВ. Такие 3М процессы с участием ПМСВ разрешены, если выполняется условие

$$f_p > 2f_b, \quad (3)$$

где f_b – частота дна спектра СВ в пленке, которая в дипольном приближении принимает значение $f_b = F_H = \gamma H$. Обменное взаимодействие [30] и магнитная анизотропия [31] могут существенно влиять на положение «дна». Для используемой в экспериментах пленки характерно наличие одноосной анизотропии типа «легкая плоскость» порядка $H_u \approx 90$ Э. При этом все характерные частоты спектра СВ касательно намагниченной пленки оказываются в рассматриваемом диапазоне полей сдвинуты относительно случая изотропной безобменной пленки на 180...150 МГц (рис. 5).

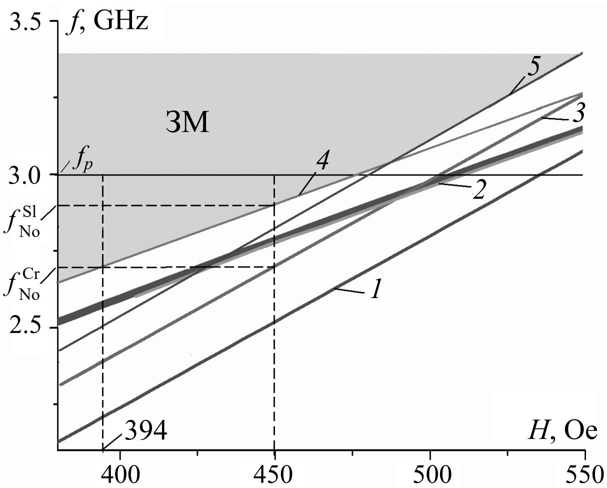


Рис. 5. Зависимость от поля характерных граничных частот спектра ПМСВ, определяющих область 3М распадов и положение нижней по частоте границы шумового спектра. *1* – $2f_b = 2\gamma H$ – граничная частота 3М распадов в изотропной пленке в безобменном приближении, *2* – $f_0(H)$ длинноволновая граница спектра ПМСВ в изотропной пленке, *3* – граничная частота 3М распадов $2f_b$ в изотропной пленке с учетом вклада неоднородного обмена, *4* – зависимость $f_0(H)$, определенная из эксперимента (сдвиг относительно кривой *2* за счет нормальной одноосной анизотропии типа «легкая плоскость»); *5* – экспериментально измеренная зависимость $2f_b(H)$ в исследуемой пленке (сдвиг относительно кривой *3* за счет поля одноосной анизотропии). Вертикальная пунктирная линия отвечает магнитному полю, для которого на рис. 3 приведены спектры выходных сигналов для крестовидной структуры и пластины ЖИГ при $C \approx 30$ дБ. Точками отмечено положение нижних частотных границ в спектрах с выходной антенны для пластины $f_{\rm No}^{\rm Sl} = 2911$ МГц и креста $f_{\rm No}^{\rm Cr} = 2700$ МГц. Штриховкой выделена область параметров (f, H), в которой для рассматриваемой пленки 3М процессы распада ПМСВ разрешены

Fig. 5. Dependence on the field of characteristic boundary frequencies in MSSW spectrum which determine the 3M decay region and the position of lower frequency boundary of noise spectrum. *1* – $2f_b = 2\gamma H$ is the boundary frequency of 3M decays in an isotropic film for exchangeless approximation, *2* – $f_0(H)$ is long-wavelength boundary of MSSW spectrum in an isotropic film, *3* – the boundary frequency of 3M decays $2f_b$ in an isotropic film taking into account the contribution of inhomogeneous exchange, *4* – dependence $f_0(H)$ determined from the experiment (shift relative to curve *2* due to normal uniaxial anisotropy of «easy plane» type); *5* – experimentally measured dependence $2f_b(H)$ in studied film (shift relative to the curve *3* was caused by the uniaxial anisotropy field). The vertical dashed line corresponds to the magnetic field, for which Fig. 3 shows the spectra of the output signals for the cross-shaped structure and the YIG plate at $C \approx 30$ dB. Dots indicate the position of lower frequency boundaries in the spectra from output antenna for slab $f_{\rm No}^{\rm Sl} = 2911$ MHz and cross $f_{\rm No}^{\rm Cr} = 2700$ MHz. Shaded area marks the region of parameters (f, H) where the MSSW 3M decay processes are allowed for the film used in experiment

На втором этапе происходит беспороговое слияние ПСВ с рождением вторичных ПМСВ [29], которые будучи принятыми выходной антенной воспринимаются в спектре выходного сигнала как сателлиты. При этом выполняются законы сохранения [29]

$$f_1 + f_2 = F_s, \tag{4}$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_s, \tag{5}$$

где частота F_s и волновой вектор $\vec{k}_s$ сателлита отвечают вторичной ПМСВ, которая соответствует собственной моде (волне) пленки и поэтому способна добежать и быть принятой выходной антенной. Отметим, что попадание продуктов слияния ПСВ, определяемых законами (4), (5), в спектр собственных возбуждений структуры обеспечивает резонансное накопление сигнала и позволяет его выделить над уровнем теплового шума системы. То обстоятельство, что при этом оказывается выполненным условие $F_s \neq f_p$, следует связать с тем, что в процессах (4) и (5) участвуют параметрические спиновые волны с частотами $f_1 \neq f_2$, причем одна из них имеет частоту $f_1 = f_p/2$, а другая $f_2 = F_s - f_p/2$ [32].

Однако при высоких надкритичностях накачки $C \approx 30$ дБ сателлиты в спектре выходного сигнала сменяются шумовым спектром, см. рис. 3 колонки (C), (D) [33,32]. Появление шумового спектра трактуется как рождение кинетической неустойчивости (КН) [32,33,35], либо как конденсация Бозе–Эйнштейна [36] в системе ПСВ. При этом, в случае КН второй этап дополняется процессами четырехмагнонного взаимодействия, с законами сохранения [35]:

$$f_1 + f_2 = f'_1 + f'_2, \tag{6}$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}'_1 + \vec{k}'_2, \tag{7}$$

где $f'_{1,2}$ и $\vec{k}'_{1,2}$ – частоты и волновые векторы вторичных ПСВ, заполняющие участки спектра ООМСВ пленки, недоступные к заполнению при распаде ПМСВ накачки на частоте f_p с законами сохранения (1), (2). При беспороговых процессах слияния вида (4), (5) с участием вторичных ПСВ происходит рождение шумового спектра [34,33,32]

$$f'_1 + f'_2 = F_{\text{Noise}}, \tag{4$'$}$$

$$\vec{k}'_1 + \vec{k}'_2 = \vec{k}_{\text{Noise}}. \tag{5$'$}$$

Отметим теперь особенности формирования спектра крестовой структуры по сравнению с пленкой ЖИГ. Учтем, что при выбранных плоскостных размерах (15×10 мм) используемой в эксперименте пленки ЖИГ, характерные частоты спектра спиновых волн будут близки случаю безграничной однородно намагниченной пленки, где спектры ПМСВ и ООМСВ занимают неперекрывающиеся интервалы частот $[f_s, f_0]$ и $[f_0, f_H]$, где $f_0 = \sqrt{f_H^2 + f_H f_m}$ длинноволновая ($k \to 0$) граница спектров, а частоты $f_s = f_H + 0.5 f_m$ и $f_H = \gamma H$ определяют коротковолновые ($k \to \infty$) границы, $f_m = \gamma 4\pi M$.

Для крестовидной структуры, составленной из волноводов, характеризуемых соотношением линейных размеров ($L \gg w \gg d$), на спектр оказывает влияние анизотропия формы, что приводит к разнонаправленному относительно f_0 сдвигу длинноволновых границ спектров поперечно $f_0^{\perp}$ и продольно $f_0^{\|}$ намагниченных волноводов [24, 26]

$$f_0^{\perp} \approx f_0 \left(1 - \frac{N_w f_m (3 f_H + f_m)}{2 f_0^2}\right), \tag{8}$$

$$f_0^{\|} \approx f_0 \left(1 + \frac{N_w f_m f_H)}{2 f_0^2}\right), \tag{9}$$

где N_w – коэффициент размагничивания по ширине волновода и в рассматриваемом случае имеет величину $N_w \approx 0.015$ [24,26].

Кроме того, квантование спектра по ширине волноводов приводит к тому, что в спектре ООМСВ в продольно намагниченном волноводе на частотах $f_n^{\|}$ выше $f_0^{\|}$ появляются «ширинные» моды ООМСВ, а спектре поперечно намагниченного волновода, наоборот, – «ширинные» моды ПМСВ с частотами $f_n^{\|} < f_0^{\|}$, где номер ширинной моды $n = 1, 2\ldots$ отвечает числу полуволн по ширине w волновода. Частоты отсечки таких «ширинных» мод можно определить, как [24, 26]:

$$f_n^{\perp} \approx f_0^{\perp} - V_g^{\|}\frac{n}{2w} \tag{10}$$

$$f_n^{\|} \approx f_0^{\|} + V_g^{\perp}\frac{n}{2w}, \tag{11}$$

где $V_g^{\|,\perp}$ – групповые скорости ПМСВ и ООМСВ в «безграничных» пленках, для которых в длинноволновом приближении можно получить оценку с помощью соотношений [27].

Сделанные замечания относительно «устройства» спектра спиновых волн касательно намагниченного креста позволяют объяснить ряд различий спектров на рис. 3. При параметрах эксперимента, отвечающих спектрам в колонках (A), (B) на рис. 3 ($H \approx 394$ Э, $C \approx 12$ дБ, $f_p \approx 3$ ГГц), длинноволновые границы спектров продольно и поперечно намагниченных волноводов составляют $f_0^{\|} \approx 2.86$ ГГц и $f_0^{\perp} \approx 2.56$ ГГц, что существенно меньше частот сателлитов ($F_s > 2.8$ ГГц) в спектрах как с выходов 2–4 креста, так и пленки ЖИГ. Это значит, что сателлиты имеют характер ПМСВ. По этой причине на выходах 3 и 4 амплитуда сателлитов существенно падает, так как антенны 3 и 4, ориентированные перпендикулярно полю $\vec{H}$, оптимальны для приема ООМСВ. Наблюдаемый при поле $H = +394$ Э с выхода 4 слабый сигнал на частоте $F_s \approx 2.895$ ГГц связан, по-видимому, с попаданием частоты $F_s \approx 2.895$ ГГц на одну из собственных мод крестовидной структуры. При смене поля данный сателлит пропадает на выходе 4, но появляется на выходе 3.

При параметрах эксперимента ($H \approx 459$ Э, $C \approx 30$ дБ, $f_p \approx 3$ ГГц), отвечающих колонкам (C), (D) на рисунке 3, длинноволновые границы спектров в пленке и крестовидной структуре принимают значения $f_0 \approx 2.9$ ГГц, $f_0^{\|} \approx 2.92$ ГГц и $f_0^{\perp} \approx 2.78$ ГГц. Спектр выходных сигналов имеет шумовой характер, что связано с развитием КН в системе ПСВ. Можно видеть, что низкочастотная граница шума в выходном сигнале в пленке ЖИГ $f_{\mathrm{No}}^{\mathrm{Sl}} \approx 2911$ МГц близка к длинноволновой границе спектра $f_0 \approx 2.9$ ГГц, что согласуется с тем, что выходная антенна в этом случае может принимать только ПМСВ. В крестовидной структуре выходные сигналы также имеют характер шумовых, но в более широкой полосе, чем в случае пленки. Граница шумового спектра $f_{\mathrm{No}} \approx 2700$ МГц находится ниже длинноволновых границ $f_0^{\|,\perp}$ поперечно и продольно намагниченных волноводов, что позволяет ее положение связать со спектром ООМСВ. Расширение шумового спектра в кресте связано с существованием в спектре структуры «ширинных» мод ПМСВ, которые формируются в результате процессов слияния вторичных ПСВ с законами сохранения (4′), (5′). Такие моды имеют частоты отсечки, отвечающие резонансам ООМСВ по ширине волновода. Именно по этой причине они наблюдаются ярче на выходных антеннах 3 и 4, ориентация которых наилучшим образом подходит для приема ООМСВ. Из сравнения вида спектров с выходов 3 и 4 при разных направлениях магнитного поля ($H \approx \pm 459$ Э) можно видеть, что наблюдается инверсия характера амплитудно-частотных характеристик спектров.

3. Микромагнитное моделирование эффектов невзаимности при распространении нелинейных спиновых волн в крестовидной структуре

Представляет интерес выяснить, как проявится смена направления поля в результатах микромагнитного моделирования распространения СВ в крестовидной структуре с параметрами, аналогичными исследованной экспериментально. С этой целью, в рамках подхода, изложенного в работах [24, 26], проводилось моделирование спектров выходных сигналов с антенн 2, 3, 4 при подаче на вход 1 сигнала на частоте $f_p = 3$ ГГц и поле $H = 410$ Э при направлении вдоль и против оси $\vec{x}$ (см. рис. 1). Амплитуда возбуждающего поля на антенне 1 задавалась равной $h = 40$ Э, что существенно выше порога параметрической неустойчивости СВ [24, 26] и характеризуется надкритичностью $C \approx 30$ дБ. При этом в численном счете антенны считались одинаковыми и имели одинаковое расположение относительно концов креста. Отметим, что использованный в [24, 26] подход из-за значительного размера пространственной сетки $10 \times 10 \times 1$ мкм позволяет провести моделирование лишь нелинейных эффектов, связанных с параметрическими процессами второго порядка, так как такая сетка захватывает лишь область фазового пространства СВ с волновыми числами $|\vec{k}| \leq 5000$ см$^{-1}$, где минимальные частоты СВ f_b не удовлетворяют условию (3).

На рис. 6 приведены результаты микромагнитного моделирования спектров выходных сигналов с антенн 2, 3, 4. Можно видеть, что для выбранного уровня надкритичности спектры сигналов с выходов 2, 3, 4 шумоподобны и имеют вид, характерный для параметрических процессов второго порядка (четырехмагнонных) [35]. На вставках к рисункам приведены распределения амплитуд по структуре на частоте накачки $f_p \approx 3$ ГГц (колонка out2) и частоте сателлита $F_s \approx 2.65$ ГГц (колонки out3 и out4) при соответствующих направлениях поля. Данный сателлит присутствует на всех выходах структуры при смене поля.

Левая колонка на рис. 6 отвечает сигналу с выходной антенны 2. Распределение амплитуд в кресте на частоте накачки показывает, что большая часть сигнала на частоте $f_p \approx 3$ ГГц посту-

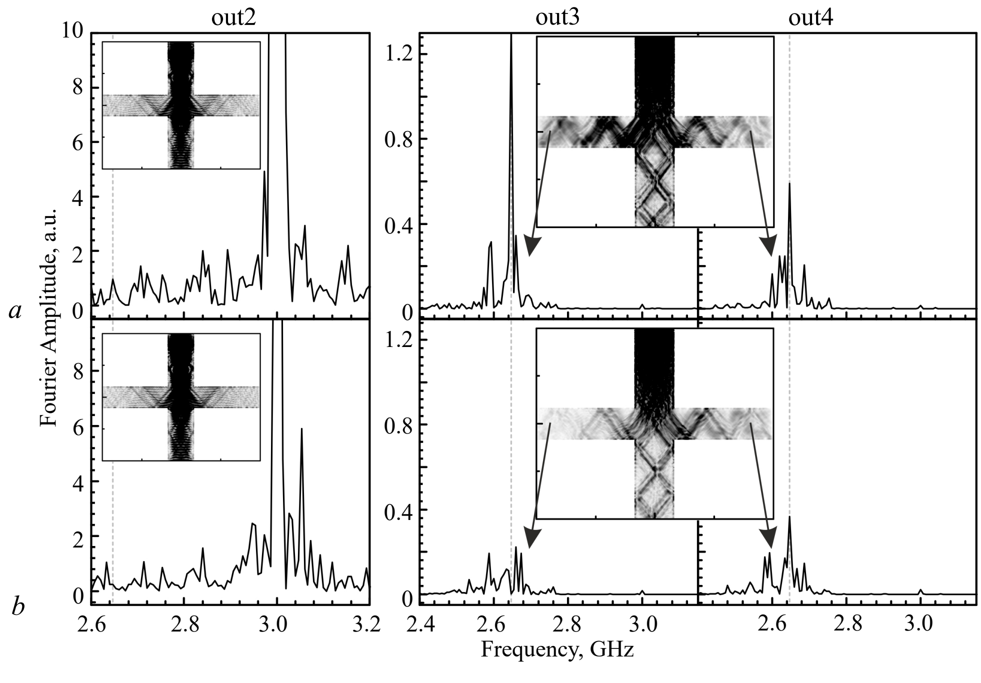


Рис. 6. Фурье-спектры мощности выходных сигналов на антеннах 2 (колонка out2), 3 (колонка out3) и 4 (колонка out4) при поле $H = 410$ Э, ориентированном вдоль оси Ox, (строка *a*)); при поле $\vec{H}$, ориентированном против оси Ox (строка *b*)). На вставках показаны распределения амплитуд по структуре на частоте $f_p \approx 3$ ГГц (колонка out2) $F_s \approx$ 2.65 ГГц (колонка out3) при соответствующих направлениях поля $\vec{H}$

Fig. 6. Fourier spectra of the output signals power at antennas 2 (column out2), 3 (column out3) and 4 (column out4) for field $H = 410$ Oe oriented along the Ox axis (row *a*)); for the field $\vec{H}$ oriented against the Ox axis (row *b*)). The insets show the distribution of amplitudes over the structure at the frequency $f_p \approx 3$ GHz (column out2) $F_s \approx$ 2.65 GHz (column out3) for the corresponding directions of the field $\vec{H}$

пает на выход 2. Можно видеть, что при заданном уровне надкритичности спектры выходных сигналов на антеннах 3 и 4 претерпевают качественные изменения при смене направления поля. Чтобы охарактеризовать эти изменения, проследим за поведением спектральной составляющей с частотой $F_s \approx 2.65$ ГГц. При направлении поля вдоль оси x амплитуда этого сателлита на выходе 3 примерно в 2 раза больше, чем на выходе 4. Подтверждение такому соотношению можно также найти в карте распределения амплитуды сателлита в кресте на вставке к рисункам – интенсивность волны, бегущей к выходу 3, выше. При смене направления поля, несмотря на общее падение амплитуд спектральных составляющих, можно видеть, что сигнал на частоте $F_s \approx 2.65$ ГГц с выхода 4 более чем на порядок превышает сигнал с выхода 3. Эти результаты подтверждают, на наш взгляд, наличие в касательно намагниченной крестовидной структуре механизмов, вызывающих, при смене направления $\vec{H}$ или $\vec{k}$ входного сигнала ПМСВ, инверсию спектров сигналов с выходов 3 и 4 продольно намагниченного волновода.

Заключение

Таким образом, экспериментально исследовано влияние направления магнитного поля $\vec{H}$ на вид спектров выходных сигналов четырехпортовой крестовидной структуры на основе пленки ЖИГ при подаче на входную антенну сигнала ПМСВ мощностью, превышающей порог 3М распада. Показано, что при достаточно высоких уровнях надкритичности накачки, отвечающих появлению в спектре выходных сигналов частот сателлитов или шумоподобного сигнала, смена направления Н, ориентируемого вдоль входной антенны, или смена направления распространения входного сигнала ПМСВ, за счет его подачи на другую антенну, параллельную $\vec{H}$, сопровождается инверсией спектров с антенн на концах продольно намагниченного волновода. Микромагнитное моделирование распространения спиновых волн в крестовидной структуре показывает возможность аналогичного поведения нелинейных спектров и в условиях параметрической неустойчивости второго порядка. Полученные результаты показывают наличие в крестовидной структуре механизмов, которые могут приводить к инверсии спектров сигналов с выходов продольно намагниченного волновода крестовидной структуры при смене направления $\vec{H}$ или распространения ПМСВ в условиях параметрической неустойчивости спиновых волн. Обнаруженный эффект связывается с невзаимным характером распространения как волны накачки, так и рождаемых при параметрической неустойчивости волн.

Отметим, что представляет интерес изучение характера проявления невзаимности распространения спиновых волн на генерацию сигнала в активных кольцевых системах на основе нерегулярных магнонных структур [37].

Авторы выражают благодарность Рожневу А.Г. за полезное обсуждение результатов работы.

Библиографический список

1. *Damon R.W. and Eshbach J.R.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19. P. 308–320. doi:10.1016/0022-3697(61)90041-5
2. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. Москва: Физматлит, 1994. 464 с.
3. *Schneider T., Serga A.A., Neumann T., Hillebrands B., and Kostylev M.P.* Phase reciprocity of spin-wave excitation by a microstrip antenna // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 77. P. 214411. doi: 10.1103/PhysRevB.77.214411
4. *Demidov V.E., Kostylev M.P., Rott K., Krzysteczko P., Reiss G., Demokritov S.O.* Excitation of microwaveguide modes by a stripe antenna // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 112509. doi:10.1063/1.3231875

5. *Sekiguchi K., Yamada K., Seo S.M., Lee K.J., Chiba D., Kobayashi K., Ono T.* Nonreciprocal emission of spin-wavepacket in FeNi film // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 022508. doi:10.1063/1.3464569
6. *Deorani P., Kwon J. H., Yang H.* Nonreciprocity engineering in magnetostatic spin waves // Current Applied Physics. 2014. Vol. 14. P. S129. doi:10.1016/j.cap.2013.11.008
7. *Shibata K., Kasahara K., Nakayama K., Kruglyak V.V., Aziz M.M., Manago T.* Dependence of non-reciprocity in spin waveexcitation on antenna configuration // J. Appl. Phys. 2018. Vol. 124, no. 2. P. 43901. doi:10.1063/1.5068722
8. *Lisenkov I., Kalyabin D., Osokin S., Klos J.W., Krawczyk M., Nikitov S.* Nonreciprocity of edge modes in 1D magnonic crystal // JMMM. doi:10.1016/j.jmmm.2014.10.073
9. *Mruczkiewicz M., Krawczyk M., Gubbiotti G., Tacchi S., Filimonov Yu.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Nikitov S.A.* Nonreciprocity of spin waves in metallized magnonic crystal // New Journal of Physics. 2013. Vol. 15. P. 113023.
10. *Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Павлов Е.С., Филимонов Ю.А.* Брэгговские резонансы поверхностных магнитостатических волн в структуре ферритовый магнонный кристалл–диэлектрик–металл // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58, № 4. С. 389–394.
11. *Beginin E.N., Filimonov Yu.A., Pavlov E.S., Vysotskii S.L., Nikitov S.A.* Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: Magnonic crystal–dielectric–metal // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100. P. 252412.
12. *Высоцкий С.Л., Бегинин Е.Н., Никитов С.А., Павлов Е.С., Филимонов Ю.А.* Влияние металлизации ферритового магнонного кристалла на брэгговские резонансы поверхностных магнитостатических волн// Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37, вып. 21. С. 76–81.
13. *Jamali M., Kwon J. H., Seo S.-M., Lee K.-J., Yang H.* Spin wave nonreciprocity for logic device applications // Sci. Rep. 2013. Vol. 3. P. 03160.
14. *Sato, N. Sekiguchi K., and Nozaki Y.* Electrical demonstration of spin-wave logic operation // Appl. Phys. Express. 2013. Vol. 6. 063001. doi:10.7567/APEX.6.063001
15. *Adam J.D., Davis L.E., Dionne G.F., Schloemann E.F., Stitzer S.N.* Ferrite devices and materials // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2002. Vol. 50. P. 721. doi: 10.1109/22.989957
16. *Wu J., Yang X., Beguhn, S. Lou J., and Sun N.X.* Nonreciprocal tunable low-loss bandpass filters with ultra-wideband isolation based on magnetostatic surface wave // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2012. Vol. 60. P. 3959. doi:10.1109/TMTT.2012.2222661
17. *Harris V.G.* Modern microwave ferrites // IEEE Trans. Magn. 2012. Vol. 48. P. 1075. doi:10.1109/TMAG.2011.2180732
18. *Vugalter G.A. Korovin A.G.* Total internal reflection of backward volume magnetostatic waves and its application for waveguides in ferrite films // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. Vol. 31. P. 1309–1319. doi:10.1088/0022-3727/31/11/004
19. *Вугальтер Г.А., Коровин А.Г.* Полное внутреннее отражение обратных объемных магнитостатических волн от металлизированного участка ферритовой пленки // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, вып. 21. С. 73–76.
20. *Vashkovsky A.V., Lock E.H.* Properties of backward electromagnetic waves and negative reflection in ferrite films // Phys. Usp. 2006. Vol. 49. P. 389–399. doi:10.1070/PU2006v049n04ABEH005807
21. *Madami M., Khivintsev Y., Gubbiotti G., Dudko G., Kozhevnikov A., Sakharov V., Stal'makhov A., Khitun A., and Filimonov Y.* Nonreciprocity of backward volume spin wave beams excited by the curved focusing transducer // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 113. P. 152403. doi:10.1063/1.5050347
22. *Parekh J.P., Tuan H.S. and Desai A.* Theory of MSSW Convolution // Proceedings of the IEEE 1987 / Ultrasonics Symposium. Denver. Colorado. USA. 1987. P. 217–220. doi:10.1109/ULTSYM.1987.198957
23. *Казаков Г.Т., Пылаев Е.С.* Комбинационное преобразование частоты встречных магнитостатических волн с возбуждением сверхсветовых волн намагничивания // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, вып. 20. С. 1240.

24. *Кожевников А.В., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Дудко Г.М., Высоцкий С.Л., Никулин Ю.В., Павлов Е.С., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г.* Влияние параметрических процессов на распространение спиновых волн в крестовидных структурах на основе волноводов из пленок железо-иттриевого граната // Известия вузов. ПНД. 2019. Т. 27, № 3. С. 9–32. doi:10.18500/0869-6632-2019-27-3-9-32
25. *O'Keeffe T.W., Patterson R.W.* Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 4886–4895. doi:10.1063/1.325522
26. *Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Селезнев М.Е., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г.* Микромагнитное моделирование нелинейного взаимодействия латеральных магнитостатических мод в крестовидных структурах на основе волноводов из пленок железо-иттриевого граната // Известия вузов. ПНД. 2019. Т. 27, № 2. С. 39–60. doi:10.18500/0869-6632-2019-27-2-39-60
27. *Stancil D.D., Prabhakar A.* Spin Waves: Theory and Applications. Springer Science+Business Media, LLC 2009. LCCN: 2008936559. 354 c. doi:10.1007/978-0-387-77865-5
28. *Медников А.М.* Нелинейные эффекты при распространении поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ // Физика твердого тела. 1981. Т. 23, вып. 1. С. 242–245.
29. *Темирязев А.Г.* Механизм преобразования поверхностной магнитостатической волны в условиях трехмагнонного распада // Физика твердого тела. 1987. Т. 29, вып. 2. С. 313–319.
30. *Ползикова Н.И., Раевский А.О., Темирязев А.Г.* Влияние обменного взаимодействия на границу трехмагнонного распада волны Дэймона–Эшбаха в тонких пленках ЖИГ // Физика твердого тела. 1984. Т. 26, вып. 11. С. 3506–3508.
31. *Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.* Четырехмагнонный распад поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната // Физика твердого тела. 1997. Т. 39. № 2. С. 330–338.
32. *Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.* Влияние параметрически возбужденных спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, №1. С. 318.
33. *Мелков Г.А., Шолом С.В.* Параметрическое возбуждение спиновых волн поверхностной магнитостатической волной // ЖЭТФ. 1989. Т. 96, вып. 2(8). С. 712–719.
34. *Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1993. 311 с.
35. *Львов В.С.* Нелинейные спиновые волны. М.:Наука, 1987. 270 с.
36. *Demokritov S.O., Demidov V.E., Dzyapko O., Melkov G.A., Serga A.A., Hillebrands B., Slavin A.N.* Bose–Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping // Nature V. 2006. Vol. 443. P. 430–433. doi:10.1038/nature05117
37. *Бир А.С., Гришин С.В.* Генерация темных многосолитонных комплексов в магнонном кольцевом резонаторе с управлением дисперсией и конкурирующими нелинейными спин-волновыми взаимодействиями// ПЖЭТФ. 2019. Т. 110, вып. 5. С. 348. doi:10.1134/S0370274X19170120

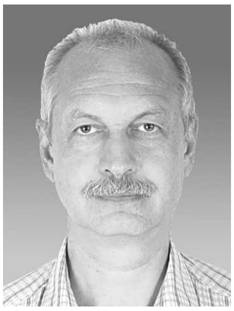
References

1. Damon R. W. and Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *J. Phys. Chem. Solids*, 1961, vol. 19, pp. 308–320. doi:10.1016/0022-3697(61)90041-5
2. Gurevich A.G., Melkov G.A. Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press. Boca Raton, 1996, 464 p.
3. Schneider T., Serga A. A., Neumann T., Hillebrands B., and Kostylev M. P. Phase reciprocity of spin-wave excitation by a microstrip antenna. *Phys. Rev. B.* 2008, vol. 77, p. 214411. doi:10.1103/PhysRevB.77.214411
4. Demidov V.E., Kostylev M.P., Rott K., Krzysteczko P., Reiss G., Demokritov S.O. Excitation of microwaveguide modes by a stripe antenna. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, vol. 95, p. 112509. doi:10.1063/1.3231875
5. Sekiguchi K., Yamada K., Seo S.M., Lee K.J., Chiba D., Kobayashi K., Ono T. Nonreciprocal

emission of spin-wavepacket in FeNi film. *Appl. Phys. Lett.* 2010, vol. 97, p. 022508. doi:10.1063/1.3464569

6. Deorani P., Kwon J.H., Yang H. Nonreciprocity engineering in magnetostatic spin waves. *Current Applied Physics*, 2014, vol. 14, p. S129. doi:10.1016/j.cap.2013.11.008
7. Shibata K., Kasahara K., Nakayama K., Kruglyak V.V., Aziz M.M., Manago T. Dependence of non-reciprocity in spin waveexcitation on antenna configuration. *J. Appl. Phys.*, 2018, vol. 124, no. 2, p. 43901. doi:10.1063/1.5068722
8. Lisenkov I., Kalyabin D., Osokin S., Klos J.W., Krawczyk M., Nikitov S. Nonreciprocity of edge modes in 1D magnonic crystal. *JMMM*, 2015, vol. 46, no. 43, pp. 313–319. doi:10.1016/j.jmmm.2014.10.073
9. Mruczkiewicz M., Krawczyk M., Gubbiotti G., Tacchi S., Filimonov Yu.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Nikitov S.A. Nonreciprocity of spin waves in metallized magnonic crystal. *New Journal of Physics*, 2013, vol. 15, p. 113023.
10. Vysotskii, S.L., Nikitov, S.A., Pavlov, E.S. et al. Bragg resonances of magnetostatic surface waves in a ferrite–magnonic-crystal–dielectric–metal structure. *J. Commun. Technol. Electron.*, 2013, vol. 58, no. 4, pp. 347–352 . doi.org/10.1134/S1064226913040165
11. Beginin E.N., Filimonov Yu.A., Pavlov E.S., Vysotskii S.L., Nikitov S.A. Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: magnonic crystal–dielectric–metal. *Appl. Phys. Lett.*, 2012, vol. 100, p. 252412.
12. Vysotsky S.L., Beginin E.N., Nikitov S.A., Pavlov E.S., Filimonov Yu.A. Effect of ferrite magnonic crystal metallization on Bragg resonances of magnetostatic surface waves. *Technical Physics Letters*, 2011, vol. 37, no. 11, pp. 1024–1026.
13. Jamali M., Kwon J. H., Seo S.-M., Lee K.-J., Yang H. Spin wave nonreciprocity for logic device applications. *Sci. Rep.*, 2013, vol. 3, 03160.
14. Sato, N. Sekiguchi K., and Nozaki Y. Electrical demonstration of spin-wave logic operation. *Appl. Phys. Express*, 2013, vol. 6, 063001. doi:10.7567/APEX.6.063001
15. Adam J.D., Davis L.E., Dionne G.F., Schloemann E.F., Stitzer S.N. Ferrite devices and materials. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 2002, vol. 50, p. 721. doi:10.1109/22.989957
16. Wu J., Yang X., Beguhn, S. Lou J., and Sun N.X. Nonreciprocal Tunable Low-Loss Bandpass Filters With Ultra-Wideband Isolation Based on Magnetostatic Surface Wave. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2012, vol. 60, p. 3959. doi:10.1109/TMTT.2012.2222661
17. Harris V.G. Modern Microwave Ferrites. *IEEE Trans. Magn.*, 2012, vol. 48, p. 1075. doi:10.1109/TMAG.2011.2180732
18. Vugalter G. A. Korovin A.G. Total internal reflection of backward volume magnetostatic waves and its application for waveguides in ferrite films. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1998, vol. 31, pp. 1309–1319. doi:10.1088/0022-3727/31/11/004
19. Vugalter G.A., Korovin A.G. Total internal reflection of backward volume magnetostatic waves from the metallized area of ferrite films. *Technical Physics Letters*, 1989, vol. 15, no. 21, pp. 73–76.
20. Vashkovsky A. V., Lock E. H. Properties of backward electromagnetic waves and negative reflection in ferrite films. *Phys. Usp.* 2006, vol. 49, pp. 389–399. doi:10.1070/PU2006v049n04ABEH005807
21. Madami M., Khivintsev Y., Gubbiotti G., Dudko G., Kozhevnikov A., Sakharov V., Stal'makhov A., Khitun A., and Filimonov Y. Nonreciprocity of backward volume spin wave beams excited by the curved focusing transducer. *Appl. Phys. Lett.*, 2018, vol. 113, p. 152403. doi:10.1063/1.5050347
22. Parekh J.P., Tuan H.S. and Desai A. Theory of MSSW convolution. Proceedings of the IEEE 1987 / Ultrasonics Symposium. Denver. Colorado. USA. 1987, pp. 217–220. doi:10.1109/ULTSYM.1987.198957
23. Kazakov G.T., Pylaev E.S. Kombinacionnoe preobrazovanie chastoty vstrechnyh magnitostaticheskih voln s vozbuzhdeniem svrhsvetovyh voln namagnichivanija. *Pisma v ZhTF*, 1983, vol. 9, no. 20, p. 1240 (in Russian).

24. Kozhevnikov A.V., Khivintsev Y.V., Sakharov V.K., Dudko G.M., Vysotskii S.L., Nikulin Y.V., Pavlov E.S., Filimonov Y.A., Khitun A.G. The effect of parametric processes on the propagation of spin waves in cross-shaped structures based on waveguides from yttrium iron garnet films. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2019, vol. 27, no. 3, pp. 9–32. doi:10.18500/0869-6632-2019-27-3-9-32
25. O'Keeffe T.W., Patterson R.W. Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples. *J. Appl. Ptys.*, 1978, vol. 49, pp. 4886–4895. doi:10.1063/1.325522
26. Dudko G.M., Khivintsev Y.V., Sakharov V.K., Kozhevnikov A.V., Vysotskii S.L., Seleznev M.E., Filimonov Y.A., Khitun A.G. Micromagnetic modeling of nonlinear interaction of lateral magnetostatic modes in cross-shaped structures based on waveguides from iron yttrium garnet films. *Izvestiya VUZ. Applied nonlinear dynamics*, 2019, vol. 27, no. 2, pp. 39–60. doi:10.18500/0869-6632-2019-27-2-39-60
27. Stancil D.D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications. Springer Science+Business Media, LLC 2009. LCCN: 2008936559. 354 p. https://doi.org/10.1007/978-0-387-77865-5
28. Mednikov A.M. Nelineynyye effekty pri rasprostranenii poverkhnostnykh spinovykh voln v plenkakh YIG. *FTT*, 1981, vol. 23, iss. 1, pp. 242–245 (in Russian).
29. Temiryazev A.G. Mekhanizm preobrazovanija poverhnostnoj magnitostaticheskoj volny v uslovijah trehmagnonnogo raspada. *FTT,* 1987, vol. 29, iss. 2, pp. 313–319 (in Russian).
30. Polzikova N.I., Raevskii A.O., Temiryazev A.G. Vlilanie obmennogo vzaimodejstvija na granitsu trehmagnonnogo raspada volny Damona–Eshbacha v tonkih plenkah YIG. *FTT*, 1984, vol. 26, iss. 11, pp. 3506–3508 (in Russian).
31. Kazakov G.T., Kozhevnikov A.V., Filimonov Yu.A. Four-magnon decay of magnetostatic surface waves in yttrium iron garnet films. *Physics of the Solid State* (Springer), 1997, vol. 39, iss. 2, pp. 288–295.
32. 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 ferrie films. *Journ. of Exper. and Theor. Phys. (AIP)*, 1999, vol. 88, no. 1, pp. 174–181. doi:10.1134/1.558780
33. Melkov G.A., Sholom S.V. Parametric excitation of spin waves by a surface magnetostatic wave. *Sov. Phys. JETP (AIP)*, 1989, vol. 69, no. 2, p. 403.
34. Vashkovskiy A.V., Stal'makhov V.S., Sharayevskiy Yu.P. Magnitostaticheskiye volny v elektronike sverkhvysokikh chastot. Izdatel'stvo Saratovskogo Universiteta, 1993. 311 p. (in Russian).
35. L'vov V.S. Nelineynyye spinovyye volny. M.: Nauka, 1987. 270 p. (in Russian)
36. Demokritov S.O., Demidov V.E., Dzyapko O., Melkov G.A., Serga A.A., Hillebrands B., Slavin A.N. Bose–Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping. *Nature V.*, 2006, vol. 443, pp. 430–433. doi:10.1038/nature05117
37. Bir A.S., Grishin S.V. Generation of dark multisoliton complexes in a magnonic ring resonator with dispersion management and competing nonlinear spin-wave interactions. *Pis'ma v Zh. Èksper. Teoret. Fiz.*, 2019, vol. 110, iss. 5, pp. 348–353. doi:10.1134/S0370274X19170120



Кожевников Александр Владимирович – родился в Саратове (1962), окончил Саратовский государственный университет (1984). Работает в Саратовском филиале ИРЭ РАН старшим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (2011) в области нелинейных спиновых волн. Опубликовал 23 научных статьи.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: kzhavl@gmail.com

Дудко Галина Михайловна – родилась в Свердловске (1961), окончила физический факультет Саратовского университета им. Н.Г. Чернышевского (1983). Кандидат физико-математических наук (2002). 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. Является автором более 30 статей.

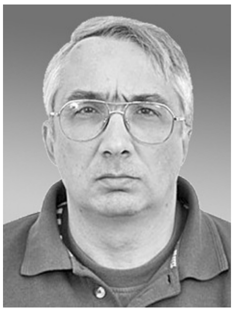
Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: dugal_2010@hotmail.com

Хивинцев Юрий Владимирович – родился в 1975 году. Окончил физический факультет Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского (1998). Кандидат физико-математических наук (2004). Ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН и доцент Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского. Область научных интересов – магнитные колебания и волны, СВЧ электроника.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: khivintsev@gmail.com

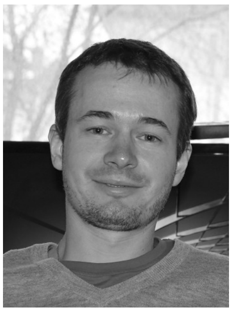
Сахаров Валентин Константинович – родился в пос. Соколовый Саратовской области (1986). Окончил кафедру физики полупроводников Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского (2008), затем аспирантуру Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (2011). В настоящее время работает научным сотрудником лаборатории «Магнитоэлектроники СВЧ» саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН. Область научных интересов: спин-волновые явления в магнитных микро- и наностурктурах, СВЧ электроника. Является автором более 17 статей.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: valentin@sakharov.info



Высоцкий Сергей Львович – родился в Саратове (1955), окончил Саратовский политехнический институт (1977). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в области радиофизики (СГУ, 1994). Ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники Саратовского филиала ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Автор более 60 научных работ.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: vysotsl@gmail.com



Никулин Юрий Васильевич – родился в Саратове (1982), окончил Саратовский государственный университет (2004). После окончания СГУ работает в СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН старшим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в области физической электроники и материаловедения (СГУ, 2014). Опубликовал 28 научных статей по направлениям, указанным выше.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: yvnikulin@gmail.com

Павлов Евгений Сергеевич – родился в 1986 году в г. Саки, Крымской обл. Украины, окончил Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского по специальности микроэлектроника и полупроводниковые приборы (2008). После окончания СГУ поступил в аспирантуру и работает в лаборатории магнитоэлектроники СВЧ СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Опубликовал 15 научных статей по исследованию спиновых волн в магнонных кристаллах.

Россия 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: gekapavlov@gmail.com

Хитун Александр Георгиевич – родился в Таганроге (1968), окончил МФТИ (1991). После окончания МФТИ работал в ИОФАН в центре волоконной оптики Е.М. Дианова. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в области металло-покрытых оптических волноводов (МФТИ, 1995). В 1999 году начал работу в Университете Калифорнии в Лос Анджелесе в области наноэлектроники. С 2011 года работает в Университете Калифорнии в Риверсайде. Автор первых работ по спин-волновой логике. Отмечен наградами Корпорации Полупроводниковых Исследований в области микроэлектроники (MARCO, 2006 и 2008). Работа доктора Хитуна «Магнонная голографическая память на спиновых волнах» была признана «The Physics World» одним из 10 прорывов 2014 года. Опубликовал более 100 научных статей в научных журналах, 6 глав в книгах, 7 патентов США.

900 University Ave., WCH 414, Riverside, CA, USA, 90815
Университет Калифорнии, Риверсайд
E-mail: akhitun@engr.ucr.edu

Филимонов Юрий Александрович – родился в 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: магноника и спринтроника, магнитные материалы и структуры, электронная компонентная база. Имеет более 120 публикаций.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: fil@soire.renet.ru