



Микромагнитное моделирование нелинейного взаимодействия латеральных магнитостатических мод в крестовидных структурах на основе волноводов из пленок железо-иттриевого граната

Г. М. Дудко¹, Ю. В. Хивинцев^{1,2}, В. К. Сахаров¹, А. В. Кожевников¹, С. Л. Высоцкий^{1,2},
М. Е. Селезнёв^{1,2}, Ю. А. Филимонов^{1,2}, А. Г. Хитун³

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 410019 Саратов, Зелёная, 38

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83

³Department of Electrical and Computer Engineering, University of California-Riverside
USA 92521, Riverside, California

E-mail: dugal_2010@hotmail.com; khivintsev@gmail.com; valentin@sakharov.info;
kzhavl@gmail.com; vysotsl@gmail.com; mixanich94@mail.ru;
yuri.a.filimonov@gmail.com; akhitun@engr.ucr.edu

Автор для переписки Дудко Галина Михайловна, dugal_2010@hotmail.com
Поступила в редакцию 11.12.2018, принята к публикации 20.02.2019

Тема. В работе рассмотрены параметрические процессы в системе преимущественно дипольных магнитостатических волн (МСВ) касательно намагниченной в поле $H = 460$ Э крестовидной структуры из двух ортогональных волноводов из пленок железо-иттриевого граната с расположенными на концах микрополосковыми преобразователями. Одна из антенн, расположенная на конце поперечно намагниченного волновода, считалась входной и использовалась для возбуждения МСВ частотой 3 ГГц. **Цель.** Проанализировать спектральные и амплитудные характеристики МСВ на выходных антеннах в зависимости от амплитуды возбуждающего поля, выявить особенности развития параметрических процессов второго порядка в крестовидной структуре. **Методы.** Поставленная задача решалась с помощью микромагнитного моделирования конечно-разностным методом решения уравнения Ландау–Лифшица с использованием пакета программ ООММФ. **Результаты.** Показано, что с ростом амплитуды входного сигнала выше некоторого порога характер зависимости амплитуды МСВ на выходных антеннах от амплитуды на входе становится существенно нелинейным, а в спектре волны появляются интенсивные спутники, симметрично расположенные относительно частоты накачки на расстояниях от десятка до сотен МГц. Указанные изменения связываются с развитием параметрической неустойчивости второго порядка в системе латеральных мод крестовидной структуры. **Обсуждение.** Полученные результаты могут быть использованы для создания сетевых структур спиновых волноводов в устройствах многоуровневой реверсивной логики.

Ключевые слова: микромагнитное моделирование, параметрический процесс, микроволновод, магنونная сеть.

Образец цитирования: Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Селезнёв 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 // Изв. вузов. ПНД. 2019. Т. 27, № 2. С. 39–60. <https://doi.org/10.18500/0869-6632-2019-27-2-39-60>

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

Micromagnetic modeling of nonlinear interaction of lateral magnetostatic modes in cross-shaped structures based on waveguides from iron yttrium garnet films

G. M. Dudko¹, Y. V. Khivintsev^{1,2}, V. K. Sakharov¹, A. V. Kozhevnikov¹, S. L. Vysotskii^{1,2},
M. E. Seleznev^{1,2}, Y. A. Filimonov^{1,2}, A. G. Khitun³

¹Saratov branch of the Kotelnikov Institute of radio engineering and electronics RAS,
38 Zelenaya str., 410019 Saratov, Russia

²Chernyshevsky Saratov State University
83 Astrakhanskaya str., 410012, Saratov, Russia

³Department of Electrical and Computer Engineering, University of California-Riverside,
USA 92521, Riverside, California

E-mail: dugal_2010@hotmail.com, khivintsev@gmail.com, valentin@sakharov.info,
kzhavl@gmail.com, vysotsl@gmail.com, mixanich94@mail.ru,
yuri.a.filimonov@gmail.com, akhitun@engr.ucr.edu

Correspondence should be addressed to Dudko Galina M., dugal_2010@hotmail.com

Received 11.12.2018, accepted for publication 20.02.2019

Topic. In this work, parametric processes in the system of predominantly dipole magnetostatic waves (MSW) in the cross-shaped structure from two orthogonal waveguides of iron yttrium garnet film magnetized by the in-plane field $H = 460$ Oe and having microstrip transducers at its ends are considered. One of the antennas at the end of the transversely magnetized waveguide was assumed as an input and was used to excite MSW with the frequency of 3 GHz. **Aim.** The goal was to analyze the spectral and amplitude characteristics of MSW using the output antennas, depending on the amplitude of the excitation field, to identify features of the second order parametric processes in cross-like structure. **Methods.** To deal with the problem we used micromagnetic simulations solving the Landau-Lifshits equation by a finite-difference method using the OOMMF software. **Results.** It is shown that when the input signal amplitude exceeds the certain threshold, the dependence of the output MSW amplitude on the input amplitude becomes significantly nonlinear. This is accompanied by the appearance of intensive satellites in the spectrum located symmetrically with respect to the pump frequency at distances from tens to hundreds of MHz. These changes are associated with the second order parametric instability emerging in the system of lateral modes in the crossing waveguides. **Discussion.** The obtained results can be used for the development of structures based on spin waveguides' networks for multi-level reverse logic devices.

Key words: micromagnetic simulation, parametric process, microwaveguide, magnonic network.

Reference: 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. <https://doi.org/10.18500/0869-6632-2019-27-2-39-60>

Acknowledgements. This research is supported by the Russian Science Foundation (grant no. 17-19-01673).

Введение

Свойства магнитостатических волн (МСВ) в микро- и наноструктурах активно исследуются в связи с перспективой создания энергоэффективных устройств обработки информации на принципах магноники и спинтроники [1–3]. Одним из важных свойств таких структур являются эффекты латерального квантования спектра МСВ, что приводит к появлению так называемых «ширинных» преимущественно дипольных магнитостатических мод пленочного волновода [4], а также пространственно-неоднородных мод в спектре ферромагнитного резонанса пленочных микроструктур [5, 6]. Отмеченное латеральное квантование спектра спин-волновых возбуждений магнитных микроструктур может приводить к особенностям в процессах как линейного,

Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В.,
Высоцкий С.Л., Селезнёв М.Е., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г.

Изв. вузов. ПНД, т. 27, № 2, 2019

так и нелинейного возбуждения и распространения МСВ. Действительно, в том случае, когда возбуждение волн не является селективным, эффекты интерференции латеральных мод приводят к зависимости параметров выходного сигнала от выбора положения входных и выходных антенн МСВ на поверхности микроволновода, а также от характера пространственного распределения возбуждающего СВЧ поля [7–12]. Можно ожидать, что латеральное квантование спектра МСВ окажет влияние на эффективность так называемых «стабильных нелинейных волновых взаимодействий» [13] в пленочных волноводах, таких как свертка [14, 15] и комбинационное преобразование частоты [16, 17]. Кроме того, было обнаружено влияние эффектов латерального квантования на процессы параметрического возбуждения спиновых волн в магнитных микроструктурах [18–23]. В частности, для микроструктур из пленок пермаллоя с характерными латеральными размерами от 0.2 мкм до 80 мкм были изучены эффекты параметрического возбуждения латеральных и краевых мод как в условиях поперечной, так и продольной накачки СВЧ полем [18–21]. Были также исследованы эффекты возбуждения латеральных спин-волновых мод спин-поляризованным током в магнитных наноструктурах [22, 23]. Применительно к микроструктурам на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) влияние эффектов латерального квантования на распространение, интерференцию и дифракцию МСВ исследовано достаточно подробно [4, 7, 24–26]. Было также исследовано влияние мощности входного сигнала на перекачку МСВ в связанных линиях на основе микроволноводов ЖИГ [27–29]. Однако особенности развития параметрических неустойчивостей с участием латеральных мод в микроструктурах на основе ЖИГ до сих пор не исследовались.

Цель данной работы – методом микромагнитного моделирования в рамках подхода ООММФ [30] исследовать влияние амплитуды входного сигнала на распространение латеральных преимущественно дипольных МСВ в крестовидной структуре из двух ортогональных пленочных волноводов (магнитном «кресте»). Следует отметить, что метод микромагнитного моделирования ООММФ ранее применялся для анализа спин-волновых неустойчивостей в пленках пермаллоя нанометровой толщины, вызванных спин-поляризованным током [22, 23]. В данной работе метод ООММФ используется для анализа неустойчивости дипольных латеральных МСВ в крестовидной структуре на основе пленки ЖИГ микронной толщины и при возбуждении МСВ локализованной СВЧ накачкой. Отметим, что магнитные колебания и волны в магнитных «крестах» представляют интерес в связи с разработкой архитектуры и технологий устройств спиновой логики [31–34], памяти [31] и устройств обработки СВЧ сигналов [35].

Моделирование и обсуждение полученных результатов

Геометрия задачи показана на рис. 1. Структура имеет вид креста, составленного из волноводов «А» и «В» шириной $w = 0.5$ мм и длиной $L = 3$ мм, которые ориентированы, соответственно, по осям \vec{y} и \vec{x} декартовой системы координат. Принималось, что волноводы изготовлены из пленки ЖИГ толщиной $d = 4$ мкм, и характеризуются гиромангнитным отношением $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1}\text{с}^{-1}$, намагниченностью насыщения $4\pi M = 1750$ Гс, обменной жесткостью $A = 3.5 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, параметром релаксации спиновых волн $\alpha = 0.001$. Отметим, что распространение МСВ в структуре с аналогичными магнитными параметрами и геометрическими размерами, отвечающими рис. 1, ранее было экспериментально исследовано в работах [26, 34, 35]. Считалось, что возбуждение и прием МСВ осуществляется антеннами шириной 30 мкм, расположенными вблизи концов волноводов (см. рис. 1, прямолинейные отрезки 1, ..., 4) и полностью перекрывающими их по ширине, при этом антенна 1 рассматривалась как входная. Внешнее магнитное поле \vec{H} считалось направленным вдоль оси \vec{x} , параллельно преобразователям 1 и 2 и

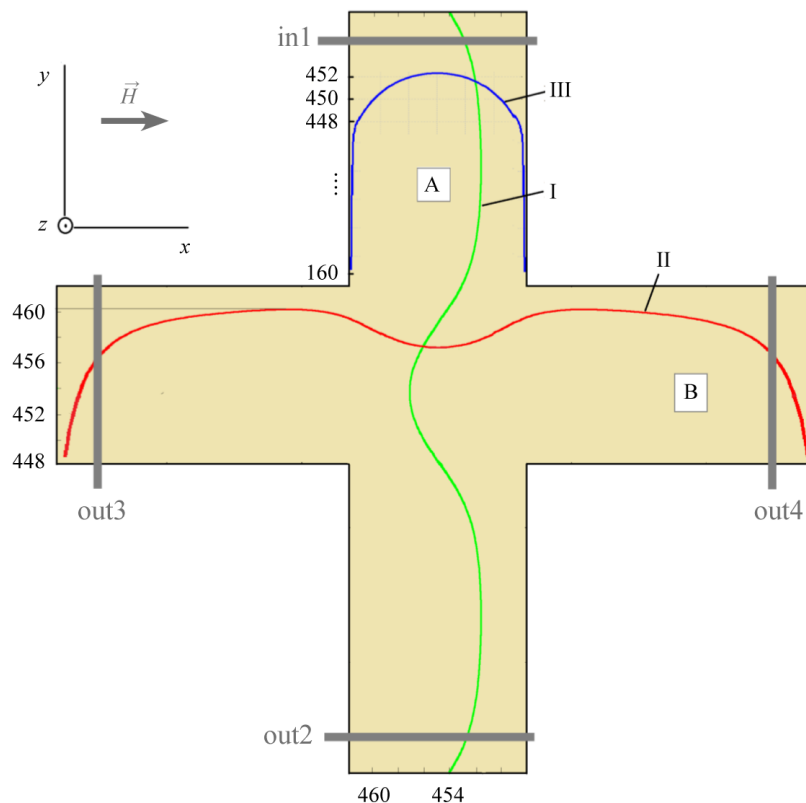


Рис. 1. Геометрия задачи. Крестовидная структура составлена из одинаковых волноводов шириной $w = 0.5$ мм и длиной $L = 3$ мм, изготовленных из пленки ЖИГ толщиной $d = 4$ мкм, с гиромангнитным отношением $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ Э $^{-1}$ с $^{-1}$, намагниченностью насыщения $4\pi M = 1750$ Гс, обменной жесткостью $A = 3.5 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, параметром релаксации спиновых волн $\alpha = 0.001$. Внешнее магнитное поле величиной $H = 460$ Э приложено вдоль оси \vec{x} . Расположение микрополосковых преобразователей отмечено короткими отрезками. Преобразователь 1 считался входным, преобразователи 2, ..., 4 – выходными. Линиями I и II показано распределение внутреннего магнитного поля по осям волноводов A и B; линия III – распределение эффективного поля в поперечном сечении волновода A. Численные шкалы вдоль торцов волноводов характеризуют интервал изменений магнитного поля для соответствующего сечения креста

Fig. 1. The problem geometry. The cross-shaped structure is composed of identical waveguides with the width $w = 0.5$ mm and length $L = 3$ mm, made from the YIG film having the thickness $d = 4$ μ m, gyromagnetic ratio $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ Oe $^{-1}$ s $^{-1}$, saturation magnetization $4\pi M = 1750$ Gs, exchange stiffness $A = 3.5 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, damping parameter $\alpha = 0.001$. The external magnetic field with the magnitude $H = 460$ Oe is applied along the axis \vec{x} . Short bars mark the microstrip transducers' position. Transducer 1 was considered as the input, transducers 2, ..., 4 – as output. Lines I and II show the distribution of the internal magnetic field along the waveguides' axes A and B. The line III shows the distribution of the effective field in the cross section of the waveguide A. Numerical scales along the narrow ends of the waveguides characterize the range of the magnetic field changes for the corresponding cross section

бралось равным $H = 460$ Э. Возбуждение МСВ моделировалось добавкой к постоянному полю H поля h_z , направленного перпендикулярно поверхности пленки и меняющегося по гармоническому закону $h_z(t) \sin(\omega_p t)$, где t – время, $\omega_p = 1.88 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$ – частота сигнала накачки. Поле h_z считалось однородным и локализованным в области под входным преобразователем 1.

Распространение МСВ в магнитном кресте анализировалось с помощью пакета микромагнитного моделирования OOMMF [30]. Расчетную область 3 мм \times 3 мм \times 4 мкм разбивали на $300 \times 300 \times 4$ ячеек, что эквивалентно размеру ячейки численной сетки $10 \times 10 \times 1$ мкм 3 . Шаг по времени составлял 0.01 нс. Для расчета спектра сигнала и анализа распределения полей МСВ по структуре использовалась зависимость нормальной к поверхности структуры компоненты СВЧ

Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В.,
Высоцкий С.Л., Селезнёв М.Е., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г.

намагниченности $m_z(x, y, z, t)$. Время моделирования принимали равным $T_C = 600$ нс, что превышало максимальное время пробега МСВ по структуре. Для минимизации влияния переходных процессов на вид спектра первые 300 нс временной реализации исключались из анализа. При этом оставшаяся часть временной реализации длительностью $T^* = 300$ нс обеспечивала разрешение линий в спектре, отстоящих на частоту $\Delta f = 1/T^* \approx 3.3$ МГц. Необходимо также отметить, что величина шага численной сетки определяет минимальные значения длины волны λ , которые будут учитываться в численном моделировании. Если предположить, что численная сетка «захватывает» волну, когда на ее длине укладывается не менее 5 точек, то для выбранного шага сетки по плоскости волновода в 10 мкм будут учитываться волны длиной $\lambda \geq 50$ мкм. Это значит, что влияние коротковолновой части спектра пленки на результаты микромагнитного моделирования отсутствует и следует рассматривать лишь преимущественно дипольные МСВ, заключенные в объеме фазового пространства (ω, k_x, k_y) , ограниченном значениями волновых чисел $|k| \leq 1200 \text{ см}^{-1}$.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов моделирования обсудим особенности распространения МСВ в касательно намагниченных крестах. Для безграничных ферромагнитных пленок спектр дипольных МСВ состоит из спектра поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), распространяющихся перпендикулярно направлению магнитного поля \vec{H} , и обратных объемных магнитостатических волн (ОМСВ), распространяющихся вдоль направления поля [13]. Это значит, что в рассматриваемых крестовидных структурах антенны 1 и 2 наиболее эффективно будут возбуждать и принимать ПМСВ, тогда как расположение антенн 3 и 4 оптимально для возбуждения и приема ОМСВ. Отметим, что в безграничных однородно намагниченных пленках спектры ПМСВ и ОМСВ занимают неперекрывающиеся интервалы частот $[\omega_0, \omega_s]$ и $[\omega_H, \omega_0]$, где $\omega_0 = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_m}$, $\omega_m = \gamma 4\pi M$, $\omega_H = \gamma H$, $\omega_s = \omega_H + 0.5\omega_m$. В крестовидных структурах на основе волноводов шириной w из-за полей размагничивания¹ и латерального квантования по ширине w перекрытие спектров ПМСВ и ОМСВ оказывается возможным. Действительно, если участки структуры, на которых расположены антенны СВ, рассматривать как однородно намагниченные эллипсоиды, то для них частоту однородного ферромагнитного резонанса можно представить в виде [13]

$$\omega_0 = \sqrt{[\omega_H + (N_{11} - N_{33}) \omega_m] [\omega_H + (N_{22} - N_{33}) \omega_m]}, \quad (1)$$

где N_{ii} – компоненты тензора размагничивания анизотропии формы, $\sum_i N_{ii} = 1$, $i = 1, 2, 3$. Считается, что намагниченность и внешнее поле направлены по оси \vec{e}_3 . Если далее предположить, что между длиной L , шириной w и толщиной d волновода выполняется соотношение $L \gg w \gg d$, то основной вклад в (1) дадут коэффициенты размагничивания по толщине N_d и ширине волновода N_w ($N_d \gg N_w$, $N_d \approx 1 - N_w$). Тогда для продольно намагниченного волновода В выражение (1) примет вид

$$\omega_0^B = \sqrt{[\omega_H + (1 - N_w) \omega_m] [\omega_H + N_w \omega_m]} = \sqrt{\omega_0^2 + N_w (1 - N_w) \omega_H \omega_m}, \quad (2)$$

а для поперечно намагниченного волновода А

$$\omega_0^A = \sqrt{[\omega_H + (1 - 2N_w) \omega_m] [\omega_H - N_w \omega_m]} = \sqrt{\omega_0^2 - N_w \omega_m (3\omega_H - 2N_w \omega_m + \omega_m)}. \quad (3)$$

¹Распределение внутреннего эффективного магнитного поля по осям волноводов и по сечению поперечно намагниченного волновода показано на рис. 1.

Следовательно, перекрытие спектров ПМСВ и ООМСВ составит интервал частот $\Delta\omega_0^{B,A} = \omega_0^B - \omega_0^A$, определяемый как

$$\Delta\omega_0^{B,A} \approx \frac{2N_w\omega_m(\omega_H + 0.25\omega_m)}{\omega_0}. \quad (4)$$

Это перекрытие спектров в случае креста с выбранными параметрами и величине компоненты тензора размагничивания по ширине волновода $N_w \approx 0.015$, рассчитанной с помощью [36], дает значение $(\Delta\omega_0^{B,A})/(2\pi) \approx 130$ МГц.

Эффекты квантования спектра по ширине волновода приведут к появлению «ширинных» мод ПМСВ и ООМСВ, поддерживаемых волноводами А и В, соответственно. Такие «ширинные» моды характеризуются суперпозицией парциальных волн с направлениями волнового вектора \vec{k} под углом θ к оси волновода, определяемого как $\text{tg } \theta = k_{\perp}/k_{\parallel,\perp}$, где $k_{\parallel,\perp}$ – проекции волнового вектора на направления, продольные и перпендикулярные оси волновода. При этом считается, что продольная компонента принимает непрерывный ряд значений, а поперечная компонента квантуется и в приближении однородности основного состояния волновода принимает значения [4]

$$k_{\perp} = \frac{\pi n^{A,B}}{w}, \quad (5)$$

где $n^{A,B}=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $|n^{A,B}|$ отвечает количеству полуволн МСВ, укладываемых по ширине волноводов А или В, соответственно. В волноводе А ширинная мода ПМСВ номера n^A при $k_{\parallel}=0$ имеет частоту «отсечки», которая совпадает с частотой ООМСВ, распространяющейся вдоль магнитного поля \vec{H} с волновым числом определяемым выражением (5). При этом в волноводе В частота отсечки «ширинной» моды ООМСВ номера n^B будет совпадать с частотой ПМСВ, бегущей перпендикулярно полю с волновым числом (5). В длинноволновом приближении $kd \ll 1$ положение частот отсечки в спектре волноводов можно оценить с помощью соотношений

$$\omega_A^n \approx \omega_0^A - V_g^A \frac{\pi |n^A|}{w} \quad (6)$$

$$\omega_B^n \approx \omega_0^B + V_g^B \frac{\pi |n^B|}{w}, \quad (7)$$

где $V_g^{A,B}$ – групповые скорости ПМСВ и ООМСВ в «безграничных» пленках, для которых в длинноволновом приближении можно получить оценку с помощью соотношений [37]

$$V_g^A = \frac{\omega_m d}{4} \frac{\omega_m}{\omega_0}, \quad (8)$$

$$V_g^B = \frac{\omega_m d}{4} \frac{\omega_0}{\omega_m}. \quad (9)$$

Из (6) и (7) видно, что для ширинных мод область перекрытия спектров ПМСВ и ООМСВ расширяется и для случая, когда в волноводах А и В возбуждаются моды с $n^{A,B} = 1$, область перекрытия спектров ПМСВ и ООМСВ составит

$$\Delta\omega_1^{B,A} = \omega_B^1 - \omega_A^1 = \Delta\omega_0^{B,A} + \frac{\pi}{w} (V_g^A + V_g^B). \quad (10)$$

Отметим, что при выбранных параметрах структур область перекрытия мод с $n^{A,B} = 1$ оказывается шире полосы частот (4) на величину $(V_g^A + V_g^B)/(2w) \approx 60$ МГц.

На рис. 2 показан спектр спиновых волн в продольно и поперечно намагниченных волноводах, показанных на рис. 1, рассчитанный с помощью выражения [38],

$$\omega = \sqrt{(\omega_H + \omega_{ex})(\omega_H + \omega_{ex} + \omega_m F_{00})}, \quad (11)$$

где $\omega_{ex} = \frac{\omega_m A k^2}{2\pi M^2}$, A – обменная жесткость, $F_{00} = 1 + P_{00} \left[(1 - P_{00}) \left(\frac{\omega_m}{\omega_H + \omega_{ex}} \right) \left(\frac{k_y}{k} \right)^2 - \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \right]$, $P_{00} = 1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd}$, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. При этом соответствующие частотам «отсечки» ширинных мод значения волновых чисел k_{\perp} рассчитывались из (5). Можно видеть, что влияние квантования спектра по ширине при $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ падает, и спектр совпадает со случаем безграничной пленки. С учетом сказанного и ограничения на максимальные значения волновых чисел, накладываемого величиной шага численной сетки по плоскости структуры, можно заключить, что вклад в результаты моделирования могут давать ширинные моды с номерами $|n^A| \leq 37$ и $|n^B| \leq 28$.

Отметим, что при выбранном значении скорости релаксации спиновых волн α время жизни τ спиновых волн на частоте накачки ω_p составит [13] $\tau \sim (\alpha \omega_p)^{-1} \approx 52$ нс. При этом длина свободного пробега $l \approx \tau V_g \approx 0.15$ см оказывается одного порядка с латеральными размерами структуры, что может привести к возникновению латеральных резонансов [3]. Для иллюстра-

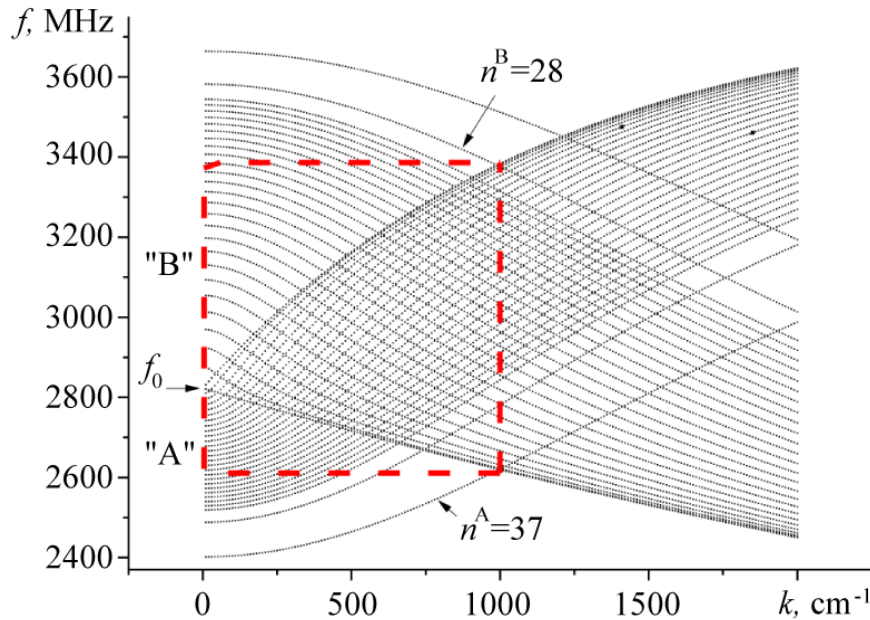


Рис. 2. Спектр латеральных мод касательно намагниченного в поле $H = 460$ Э не ограниченного по длине волновода шириной $w = 0.5$ мм, толщиной $d = 4$ мкм и выбранными магнитными параметрами. Стрелкой на оси частот показано положение длинноволновой границы спектра МСВ $f_0 \approx 2823$ МГц в безграничной среде с выбранными параметрами. Моды «А» отвечают латеральным модам ПМСВ, распространяющимся вдоль волновода, намагниченного поперечно. Моды «В» отвечают латеральному квантованию основной моды ООМСВ, распространяющейся в волноводе, намагниченном продольно. Пунктиром выделена область фазового пространства с волновыми числами $|k| \leq 1000$ см $^{-1}$

Fig. 2. The spectrum of lateral modes in the waveguide magnetized by in-plane field $H = 460$ Oe and having width $w = 0.5$ mm, thickness $d = 4$ μ m, chosen magnetic parameters. The arrow in the frequency axis shows the position of the long-wavelength boundary of the MSW spectrum $f_0 \approx 2823$ MHz in the infinite medium having chosen parameters. Modes «A» correspond to the lateral modes of MSSW propagating along the transversely magnetized waveguide. Modes «B» correspond to the lateral quantization of the fundamental BVMSW mode propagating in the longitudinally magnetized waveguide. The dotted line highlights the area of the phase space with wave numbers $|k| \leq 1000$ cm $^{-1}$

ции сказанного обратимся к рис. 3, где приведен вид спектра собственных колебаний структуры (полученный быстрым преобразованием Фурье) от временной зависимости компоненты намагниченности $m_z(x, y, z, t)$ в процессе релаксации неравновесной намагниченности $\vec{M}(x, y, z)$ к её равновесному значению $\vec{M}_0(x, y, z)$, усредненному по структуре за время $T_C = 200$ нс. При этом считалось, что неравновесное состояние $\vec{M}(x, y, z)$ достигается, за счет отклонения вектора $\vec{M}_0(x, y, z)$ в плоскости структуры на угол φ в направлении оси \vec{y} . Предполагалось также, что отклонение однородно по всей структуре, что исключает из спектра все неоднородные моды, имеющие нечетный характер распределения $m_z(x, y, z)$. На рис. 3 кривыми 1, 2, 3 показаны результаты расчета при значениях $\varphi_1 = 0.0002^\circ$, $\varphi_2 = 10^\circ$, $\varphi_3 = 20^\circ$, которым можно сопоставить проекции намагниченности на ось \vec{y} : $\Delta m = M_0 \sin \varphi$ равные $\Delta m_1 = 0.03$ Гс, $\Delta m_2 = 25$ Гс и $\Delta m_3 = 50$ Гс. Выбранным значениям углов φ можно сопоставить пороговые значения φ_{th} углов прецессии для развития параметрической неустойчивости спиновых волн [13]

$$\varphi_{th}^1 \approx \frac{\alpha\omega}{\omega_m}, \quad (12)$$

$$\varphi_{th}^2 \approx \sqrt{\frac{\alpha\omega}{\omega_m}}, \quad (13)$$

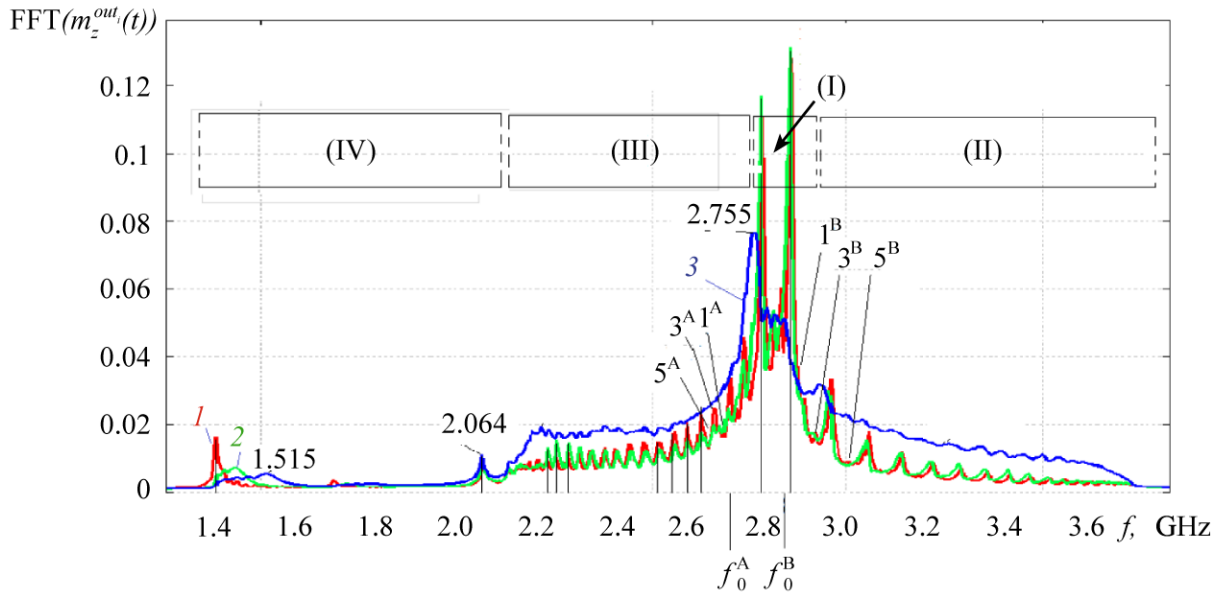


Рис. 3. Спектр собственных колебаний структуры (см. рис. 1), полученный быстрым преобразованием Фурье временной зависимости (усредненной по структуре) компоненты намагниченности $m_z(x, y, z, t)$ в процессе релаксации намагниченности к ее равновесному значению $\vec{M}_0(x, y, z, t)$ при отклонении $\vec{M}_0(x, y, z)$ на угол φ в направлении оси \vec{y} . Стрелками показано положение частот латеральных мод с номерами $n^{A,B} = 0, 1, 3, 5$, определяемых выражениями (6), (7). Здесь моды с $n = 0$ обозначены как $f_0^{A,B}$, а моды с $n^{A,B} = 1, 3, 5$ – как $1^{A,B}, 3^{A,B}, 5^{A,B}$. Группы частот (I), ..., (IV) содержат моды, имеющие различный характер локализации в кресте и ориентации фазовых фронтов по отношению к внешнему магнитному полю

Fig. 3. The eigen oscillations spectrum in the structure shown in Fig. 1 obtained by the fast Fourier transform of the time dependence of the magnetization component $m_z(x, y, z, t)$ (averaged over the structure) during the magnetization relaxation to its equilibrium value $\vec{M}_0(x, y, z, t)$ when $\vec{M}_0(x, y, z)$ is angled at φ in the direction of the axis \vec{y} . The arrows indicate the position of the frequencies of the lateral modes with the numbers $n^{A,B} = 0, 1, 3, 5$ defined by the expressions (6), (7), where the modes with $n = 0$ are marked as $f_0^{A,B}$, and the modes with $n^{A,B} = 1, 3, 5$ are marked as $1^{A,B}, 3^{A,B}, 5^{A,B}$. Symbols (I), ..., (IV) show the frequency ranges with modes that have different localization patterns in the cross structure and orientation of phase fronts with respect to an external magnetic field

где $\varphi_{th}^{1,2}$ – пороговые углы прецессии намагниченности для процессов параметрической неустойчивости первого и второго рода, при которых выполняются законы сохранения

$$n\omega_p = \omega_1 + \omega_2, \quad (14)$$

$$n\vec{k}_p = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (15)$$

В законах сохранения (14), (15) частоты $\omega_{p,1,2}$ и волновые вектора $\vec{k}_{p,1,2}$ отвечают, соответственно, накачке и параметрическим спиновым волнам, а индекс $n = 1, 2$ отвечает порядку неустойчивости. При выбранных параметрах пороговые значения φ_{th} на частоте накачки $f_p = \omega_p/(2\pi) = 3$ ГГц для процессов первого порядка составляют $\varphi_{th}^1 \approx 0.0006^\circ$, а для процессов второго порядка $\varphi_{th}^2 \approx 0.025^\circ$. Следовательно, нелинейные процессы могут давать вклад во временную динамику $m_z(x, y, z, t)$ при релаксации намагниченности из начального состояния, определяемого углами $\varphi_{2,3} > \varphi_{th}^{1,2}$, к равновесному состоянию. Вид спектра собственных колебаний намагниченности, отвечающий этим случаям, может заметно отличаться от спектра, полученного при $\varphi_1 = 0.0002^\circ < \varphi_{th}^{1,2}$.

На рис. 4 приведены для некоторого фиксированного момента времени характерные распределения по плоскости структуры амплитуды и фазы колебаний компоненты $m_z(x, y, z, t)$ нескольких резонансных линий для каждой из обозначенных на рис. 3 групп (I), ..., (IV).

«Низкочастотная» группа (IV) в диапазоне от 1.4 ГГц до 2.2 ГГц состоит из краевых мод. Характерные распределения амплитуды и фазы этой группы показаны для частоты 2.135 ГГц. Резонансы группы (III) в интервале частот [2.2, 2.78] ГГц характеризуются фазовыми фронтами, ориентированными перпендикулярно полю подмагничивания, что типично для мод ООМСВ. В интервале частот [2.78, 2.995] ГГц характер резонансных возбуждений, отнесенных к группе (I), отвечает смешанному типу колебаний. Это наиболее ярко подтверждается распределением фазы для резонанса на частоте $f \approx 2.83$ ГГц, а именно: в волноводе поперечно намагниченном распределение фазы отвечает модам ПМСВ, а в продольно намагниченном – модам ООМСВ. Резонансные группы (II) на частотах $f \geq 2.995$ ГГц имеют ориентацию фазовых фронтов параллельно полю \vec{H} , что характерно для мод ПМСВ. Расстояние между резонансными линиями и их положение в частотных группах (II) и (III) в целом коррелирует с оценками частот отсечки ширинных мод ПМСВ и ООМСВ волноводов, определяемых (6) и (7). Для сравнения на оси частот на рис. 3 стрелками показано положение частот отсечки ширинных мод для номеров $n^{A,B} = 1, 3, 5$. При этом не следует искать точного совпадения частот резонансов в спектре

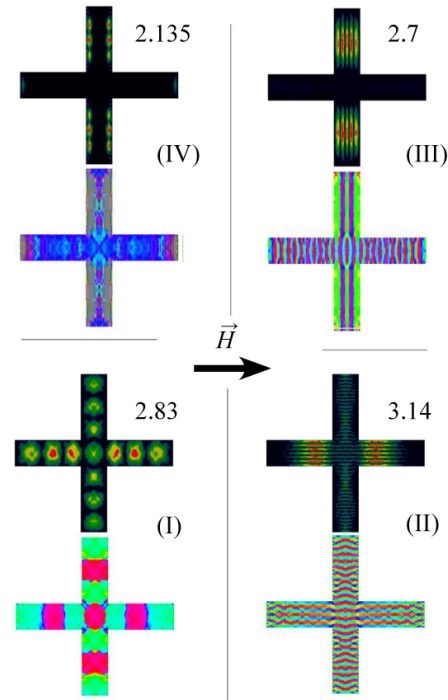


Рис. 4. Характерные распределения амплитуды и фазы для резонансных линий в спектре собственных колебаний структуры в частотных интервалах, обозначенных как (I), ..., (IV) на рис. 3. Стрелкой показано направление поля подмагничивания

Fig. 4. The characteristic amplitude and phase distributions for the resonant lines in the spectrum of the eigen oscillations of the structure in the frequency ranges indicated by symbols (I), ..., (IV) in Fig. 3. The arrow shows the directions of the bias field

собственных колебаний структуры с оценками частот отсечки ширинных мод, определяемых (6) и (7). Действительно, из рис. 4 можно видеть, что на частотах резонансов распределение $m_z(x, y)$ характеризуется парой волновых чисел $k_{\parallel, \perp}$. Кроме того, в кресте область локализации резонансной моды может выходить за пределы отдельно взятого волновода. К этому следует добавить, что основное состояние крестовидной структуры характеризуется большей неоднородностью, чем отдельно взятый волновод (см. рис. 1).

Рассмотрим теперь спектр собственных колебаний креста, рассчитанный при $\Delta m_2 = 2$ Гс (см. кривую 2 на рис. 3). Можно видеть, что при такой величине отклонения намагниченности от равновесного значения положение резонансных линий в группах (I), ..., (III) смещается «вниз» по частоте, тогда как резонансные частоты краевых мод, наоборот, смещаются «вверх». Кроме того, увеличивается ширина всех резонансных линий в спектре. Такое поведение резонансных линий в спектре следует связать с нелинейным сдвигом спектра спиновых волн пленки из-за уменьшения проекции намагниченности на направление внутреннего поля при увеличении угла прецессии φ [13, 39]. Отличие направления сдвига для краевых мод объясняется их локализацией [40] в области неоднородности внутреннего поля $\vec{H}(\vec{r})$, сформированной полями размагничивания $\|N\| \vec{M}(\vec{r})$ вблизи тех границ волновода, по отношению к которым внешнее поле \vec{H} направлено по нормали к границе,

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H} - \|N\| \vec{M}(\vec{r}), \quad (16)$$

где $\|N\|$ – тензор размагничивающих коэффициентов анизотропии формы. Именно наличие в (16) знака минус перед намагниченностью объясняет противоположный знак в нелинейном сдвиге резонансных частот в спектре с ростом амплитуды. Для случая φ_3 вид спектра собственных колебаний в кресте принимает характер шумового.

Отметим, что вызванные ростом угла прецессии изменения в спектре собственных колебаний структуры нельзя всецело отнести к параметрическим процессам типа (14), (15). Действительно, спектры на рис. 3 получены из временной зависимости длительностью T_C . Параметрическая неустойчивость может оказать влияние на результаты расчета спектров, если время T_C превышает время T_{th} , необходимое для развития параметрической неустойчивости в системе, определяемое как параметрами среды, так и уровнем надкритичности накачки $C = 20 \log(\varphi/\varphi_{th})$. С другой стороны, время T_{th} не должно быть слишком большим, когда потери приводят к падению амплитуды прецессии намагниченности ниже порога прежде, чем стартует параметрическая неустойчивость. При начальном отклонении намагниченности на угол $\varphi_2 = 10^\circ$ учет лишь линейных релаксационных процессов, определяемых параметром α , за время $T_C = 200$ нс приведет к падению амплитуды прецессии в $e^{-4} \approx 70$ раз до значений $\varphi \approx 0.13^\circ > \varphi_{th}^2 \approx 0.025^\circ$. Если учесть, что в экспериментах с ПМСВ в пленках ЖИГ с близкими к рассматриваемым параметрами время T_{th} развития четырехволновых параметрических процессов составляет $T_{th} > 30$ нс [41, 42], то можно ожидать, что параметрические процессы также дают вклад в результаты расчета спектра собственных колебаний структуры, представленные на рис. 3 кривыми 2 и 3.

Рассмотрим теперь влияние амплитуды возбуждающего поля h_z на входном преобразователе 1 на распространение МСВ в структуре. Частота возбуждения бралась равной $f_p = 3$ ГГц, что соответствует частотной группе (II) на рис. 3. На рис. 5 и 6 приведены зависимости нормированной выходной амплитуды $\tilde{m}_z^{out_i}(h_z) = m_z^{out_i}(h_z)/h_z$ и спектры сигналов $m_z^{out_i}(t)$ на выходных антеннах $i = 2, 3$ при различных значениях поля накачки. При этом отклонение зависимости $\tilde{m}_z^{out_i}(h_z)$ от вида $\tilde{m}_z^{out_i}(h_z) = \text{const}$ или появление в спектре МСВ частот, отличных от частоты накачки f_p , будем рассматривать в качестве индикатора развития параметрической неустойчивости МСВ. Отметим, что такой подход является типичным для экспериментов по изучению параметрической неустойчивости МСВ в пленках ЖИГ [43, 44].

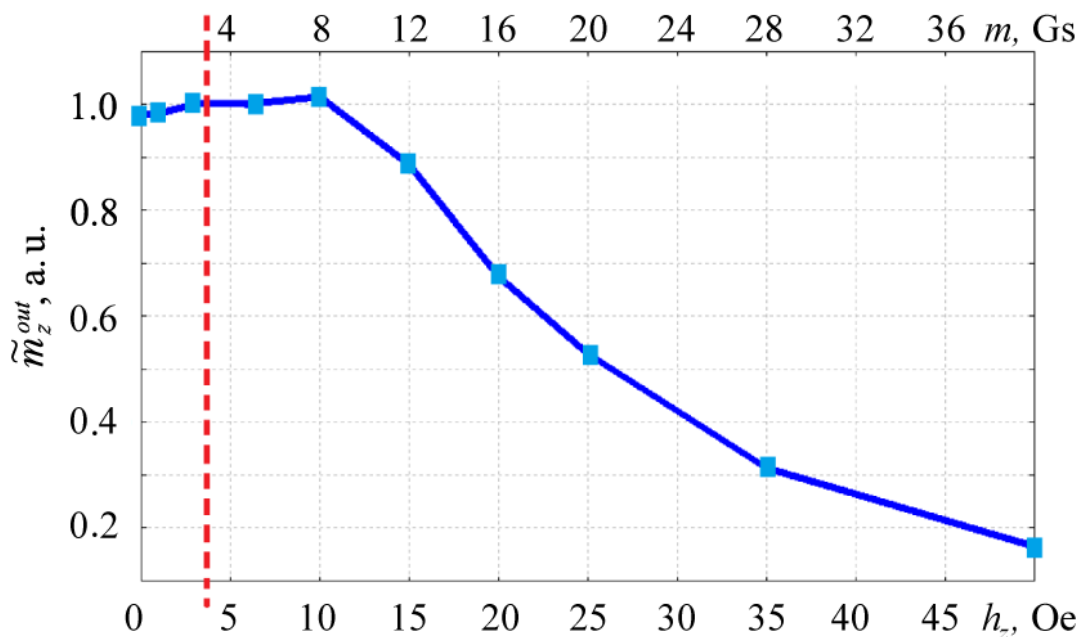


Рис. 5. Зависимость нормированной амплитуды $\tilde{m}_z^{out}(h_z) = m_z^{out}(h_z)/h_z$ выходного сигнала на частоте накачки $f_p = 3$ ГГц от амплитуды входного сигнала h_z . Верхняя шкала по горизонтальной оси отвечает значениям СВЧ-составляющей намагниченности под входной антенной, рассчитанным при амплитуде входного сигнала h_z . Пунктиром показано положение пороговой амплитуды намагниченности начала процессов параметрической неустойчивости, рассчитанной по формуле (13)

Fig. 5. The dependence of the normalized amplitude $\tilde{m}_z^{out}(h_z) = m_z^{out}(h_z)/h_z$ of the output signal at the pump frequency $f_p = 3$ GHz on the amplitude of the input signal h_z . The upper scale on the horizontal axis corresponds to the values of the MSW magnetization under the input antenna calculated for the amplitude of the input signal h_z . The dotted line shows the position of the threshold amplitude of the magnetization when the processes of parametric instability begin, this threshold was calculated by the formula (13)

Оказалось, что характер зависимости $\tilde{m}_z^{out}(h_z)$ для всех выходных антенн практически совпадал, поэтому на рис. 5 приведена зависимость лишь для антенны с номером 2. Из рисунка видно, что при амплитуде накачки $h_z > h_z^{th} \approx 10$ Э нормированная амплитуда волны на частоте накачки начинает снижаться. Таким образом, поведение $\tilde{m}_z^{out}(h_z)$ демонстрирует нелинейный характер при $h_z > h_z^{th}$ зависимости амплитуды волны на выходных антеннах с ростом амплитуды накачки. Значения амплитуды СВЧ-составляющей намагниченности, полученные численно для области под возбуждающей антенной, приведены на верхней шкале рис. 5. Можно видеть, что пороговые значения намагниченности по порядку величины согласуются с оценками порога параметрической неустойчивости второго порядка.

Прежде, чем обсудить показанные на рис. 6 зависимости спектральных характеристик сигнала МСВ на выходных антеннах, отметим, что в нашем случае независимо от амплитуды поля накачки h_z в спектре выходного сигнала всегда присутствуют сателлиты на частотах, отвечающих спектру собственных колебаний структуры (см. кривую 1 на рис. 3). Этот факт связан с выбором способа задания возбуждающего сигнала, который имеет форму прямоугольной ступеньки с частотой заполнения ω_p . Фронт ступеньки приводит к возбуждению МСВ в широкой полосе частот, и, за счет исключения из анализа начального участка временной реализации $m_z^{out}(t)$, удается лишь уменьшить амплитуду волн на частотах спектра собственных колебаний, отличных от частоты накачки f_p . Этот факт осложняет использование методики определения начала развития параметрической неустойчивости по появлению частот сателлитов в спектре МСВ. С целью

определения группы спутников, связанных с развитием параметрической неустойчивости в системе латеральных мод, была отслежена эволюция спектра выходных сигналов $\text{FFT}(m_z^{\text{out}_i}(t))$ путем выбора из временной реализации $m_z^{\text{out}_i}(t)$ длительностью $T_C = 750$ нс временных отрезков T_1 от 250 нс до 500 нс и T_2 от 500 нс до 750 нс. При этом ожидалось, что те группы спутников, которые оказываются неустойчивы из-за нелинейного взаимодействия с накачкой, во времени будут нарастать, тогда как все остальные спектральные составляющие будут падать, включая сигнал на частоте накачки. На рис. 6 цифрами (1) и (2) показаны спектры сигналов

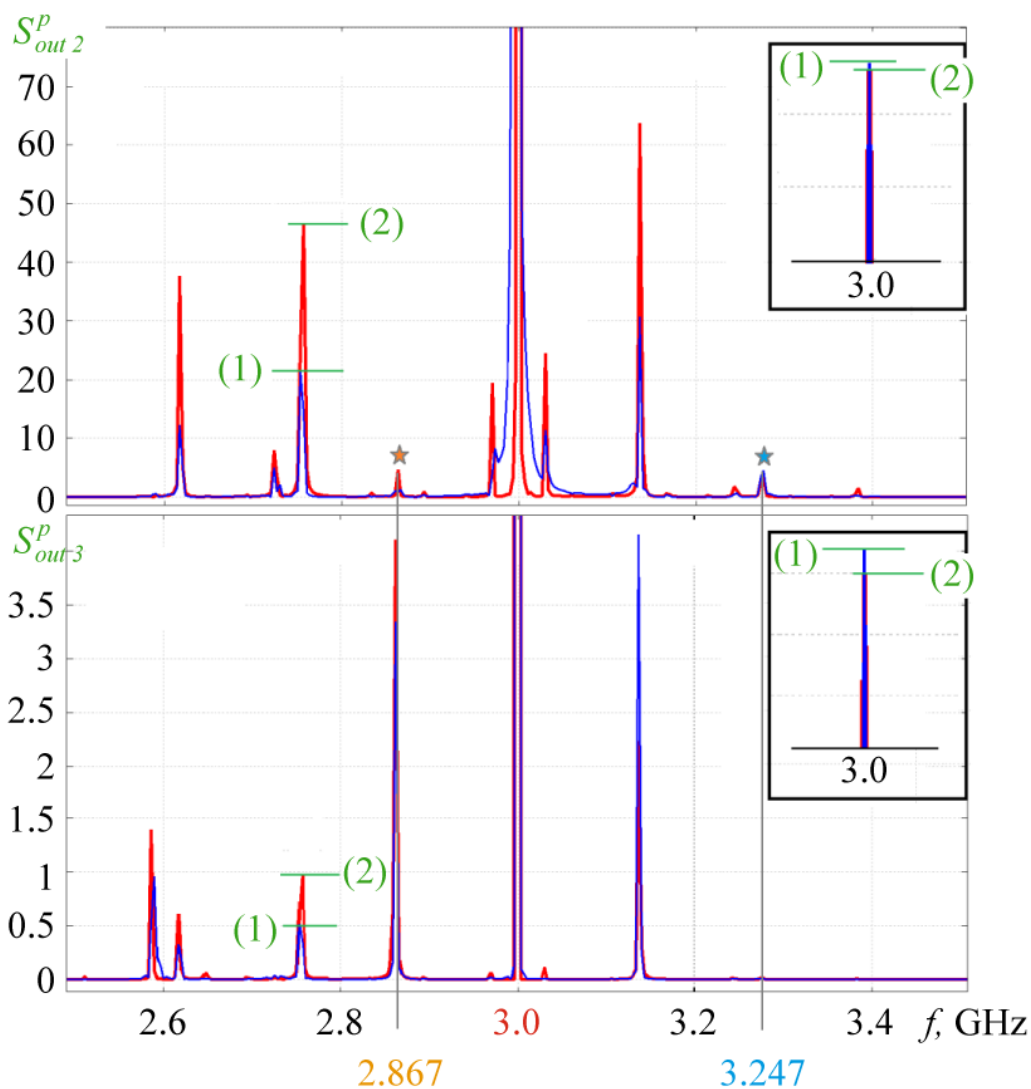


Рис. 6. Спектры сигнала на выходных антеннах 2 и 3, рассчитанные для двух последовательных временных интервалов длительностью $T_C = 250$ нс. Цифры (1) и (2) отвечают расположению интервалов по отношению к времени подачи входного сигнала. На вставках показаны амплитуды выходных сигналов на частоте накачки для первого (1) и второго (2) интервалов. Звездочками отмечены спутники с частотами 2.867 ГГц и 3.247 ГГц, для которых на рис. 7 (см. ниже) приведено распределение амплитуд и фаз по структуре

Fig. 6. The spectrum of the signal at the output antennas 2 and 3 calculated for two consecutive time intervals with the duration $T_C = 250$ ns. Digits (1) and (2) correspond to the interval positions with respect to the time of input signal beginning. Insets show the amplitudes of output signals at the pump frequency for the first (1) and second (2) intervals. Asterisks indicate the satellites with frequencies of 2.867 GHz and 3.247 GHz for which the distribution of amplitudes and phases over the structure is shown in Fig. 7

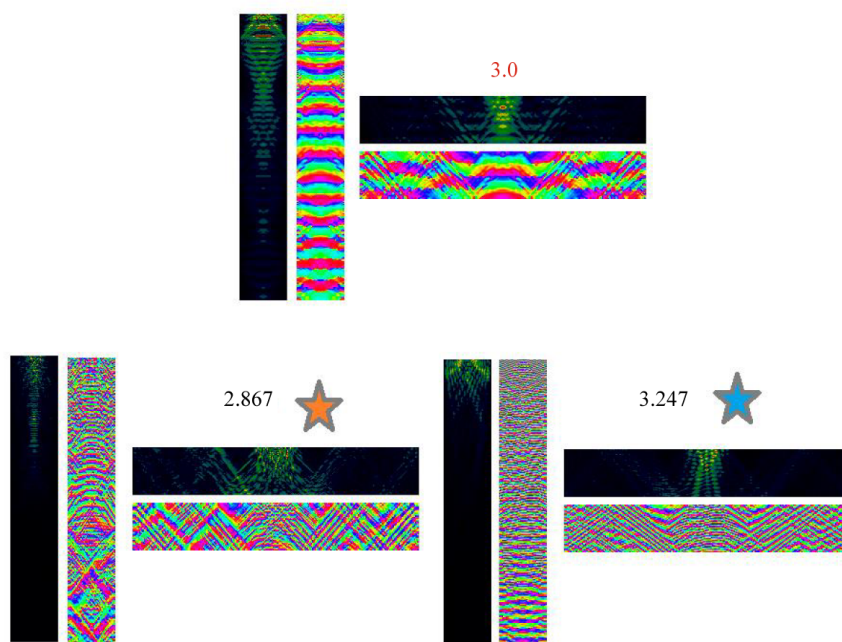


Рис. 7. Распределение амплитуд и фаз по структуре для основной волны и для спутников, отмеченных звездочками на рис. 6

Fig. 7. The distribution of amplitudes and phases over the structure for the main wave and for the satellites marked with asterisks in Fig. 6

с выходных антенн 2 и 3², полученные для временных отрезков T_1 и T_2 , соответственно. Можно видеть, что амплитуды спутников нарастают со временем. На вставках к рис. 6 приведен спектр выходных сигналов на частоте накачки, где уровни, задаваемые горизонтальными линиями (1) и (2), отвечают амплитуде сигнала, рассчитанной для временных отрезков T_1 и T_2 , соответственно. Можно видеть, что сигнал на частоте накачки падает во времени.

Из рис. 5 и 6 можно видеть, что изменения в характере зависимости амплитуды выходного сигнала m_z^{out} сопровождаются перестройкой его спектра – возникает перекачка мощности волны накачки в группу волн спутников с частотами $f_{1,2}$, отстоящими от частоты накачки от десятка до сотен МГц и симметрично расположенными относительно частоты накачки $f_p = 3$ ГГц. Это позволяет считать, что отмеченные на этих рисунках особенности, вызванные ростом амплитуды сигнала на входе, связаны с процессами параметрической неустойчивости МСВ второго порядка. При этом из законов сохранения импульса (15) следует правило отбора на номера ширинных мод волн спутников, которые могут быть только одинаковой четности. Из сравнения спектров сигналов на выходных антеннах 2 и 3 на рис. 6 видно, что соотношение амплитуд спутников в спектре существенно различается. Чтобы выяснить причину различия обратимся к рис. 7, где приведены распределения по кресту амплитуды и фазы волн-спутников с частотами $F_s = 2.867, 3.247$ ГГц, положение которых в спектре на рис. 6 отмечено звездочками. Можно видеть, что на частоте 2.867 ГГц в волноводе В возбуждается ширинная мода ООМСВ с номером $n = 1$, которая может эффективно приниматься антенной 3. Вследствие этого наблюдается относительно большая (по сравнению с амплитудами других спутников) амплитуда спутника с частотой 2.867 ГГц на выходной антенне 3 (см. рис. 6). Амплитуда этого спутника на антенне 2, напро-

²Отметим, что спектр сигнала с антенны 4 не имел существенных качественных или количественных различий со случаем антенны 3

тив, мала по сравнению с амплитудами соседних сателлитов. С другой стороны, для сателлита на частоте 3.247 ГГц наблюдается обратная картина. Ориентация его фазовых фронтов отвечает в большей мере модам ПМСВ структуры и оптимальна для приема преобразователем 2. Отметим также, что максимумы спектральной амплитуды сателлитов, могут быть локализованы в различных участках структуры и не отвечать области расположения входной антенны 1. Это показывает, что в рассматриваемой структуре в параметрических процессах помимо бегущих МСВ могут принимать участие резонансные моды структуры.

Заключение

Таким образом, в рамках метода микромагнитного моделирования исследовано влияние амплитуды входного сигнала на амплитудные и спектральные характеристики МСВ, распространяющихся в касательно намагниченной структуре на основе ортогональных волноводов – магнитном кресте. Моделирование проводилось для структуры из волноводов шириной $w=500$ мкм и длиной $L = 3$ мм, с параметрами, отвечающими пленке железо-иттриевого граната толщиной $d = 4$ мкм. При этом считалось, что накачка на частоте $f = 3$ ГГц локализована в области входной антенны, расположенной на одном из концов поперечно намагниченного в поле $H = 460$ Э волновода, и возбуждает в структуре ПМСВ. Выходные антенны располагаются на поверхности этого же волновода параллельно входному либо на концах продольно намагниченного волновода, где принимают сигнал обратных объемных магнитостатических волн. Численное решение уравнения Ландау–Лифшица проводилось с использованием сетки по плоскости структуры $10 \text{ мкм} \times 10 \text{ мкм}$ и шагом 1 мкм по толщине, что позволило рассматривать взаимодействие лишь преимущественно дипольных латеральных мод ПМСВ и основной моды ООМСВ, а также краевых мод. Показано, что с ростом мощности сигнала накачки резонансные линии в спектре собственных колебаний структуры, отвечающие латеральным модам, уширяются и сдвигаются «вниз» по частоте, тогда как резонансные линии краевых мод наоборот, сдвигаются «вверх» по частоте. В случае волновой накачки ПМСВ, рост мощности приводит на всех выходных антеннах к падению уровня сигнала на частоте накачки и появлению в спектре сигнала сателлитов с частотами от десятка до нескольких сотен МГц, которые отвечают возбуждению резонансных мод крестовидной структуры в условиях параметрической неустойчивости второго рода.

Библиографический список

1. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В., Славин А.Н., Барабаненков Ю.Н., Осокин С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Сахаров В.К., Павлов Е.С. Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099–1128, DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099.
2. Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Sharaevskaya A.Yu., Stognij A.I., Nikitov S.A. Spin wave steering in three-dimensional magnonic networks // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 112. P. 122404.
3. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M., Nikitov S.A. Magnon straintronics: Reconfigurable spin-wave routing in strain-controlled bilateral magnetic stripes // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 120. P. 257203.
4. O'Keeffe T.W., Patterson R.W. Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49, № 9. Pp. 4886–4895.

Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В.,
Высоцкий С.Л., Селезнёв М.Е., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г.

5. *Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В.* Гибридизация спин-волновых мод ферромагнитной микрополоски // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, № 7. С. 534–538.
6. *Высоцкий С.Л., Дудко Г.М., Джумалиев А.С., Кожевников А.В., Никулин Ю.В., Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г., Никитов С.А.* Спектр ферромагнитного резонанса решетки ортогональных пермаллоевых микроволноводов // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63, № 9, С. 986–991, DOI: 10.1134/S0033849418090255.
7. *Гречушкин К.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А.* Волноводное распространение магнито-статических волн // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 21. С. 1973.
8. *Wang Q., Zhang H., Ma G., Liao Y., Zheng Y., Zhong Z.* Position dependent spin wave spectrum in nanostrip magnonic waveguides // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 115. P. 133906, DOI: 10.1063/1.4870448.
9. *Collet M., Gladii O., Evelt M., Bessonov V., Soumah L., Bortolotti P., Demokritov S.O., Henry Y., Cros V., Bailleul M., Demidov V.E., Anane A.* Spin-wave propagation in ultra-thin YIG based waveguides // Appl. Phys. Lett. 2017. Vol. 110. P. 092408, DOI: 10.1063/1.4976708.
10. *Demidov V.E., Demokritov S.O., Rott K., Krzyszczyk P., Reiss G.* Mode interference and periodic self-focusing of spin waves in permalloy microstrips // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 77. P. 064406, DOI: 10.1103/PhysRevB.77.064406.
11. *Pirro P., Bracher T., Vogt K., Obry B., Schultheiss H., Leven B., Hillebrands B.* Interference of coherent spin waves in micron-sized ferromagnetic waveguide // Phys. Status Solidi B. 2011. Vol. 248. Pp. 2404–2408, DOI: 10.1002/pssb.201147093.
12. *Rousseau O., Rana B., Anami R., Yamada M., Miura K., Ogawa S., Otani Y.* Realization of a micrometre-scale spin-wave interferometer // Scientific Reports. 2015. Vol. 5. P. 09873, DOI: 10.1038/srep09873.
13. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. Москва: Физматлит, 1994. 464 с.
14. *Schulz M.* Spin-wave correlator // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 4752.
15. *Казаков Г.Т., Котелянский И.М., Маряхин А.В., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В.* Свертка поверхностных магнитоупругих волн в пленках Ga, Sc-замещенного железоиттриевого граната // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50, № 1. С. 62–73.
16. *Казаков Г.Т., Пылаев Е.С.* Комбинационное преобразование частоты встречных магнито-статических волн с возбуждением сверхсветовых волн намагничивания // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 20. С. 1240.
17. *Ващенко В.И., Зависляк И.В.* Трехволновые взаимодействия магнито-статических волн // Известия вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 1. С. 41–48.
18. *Ulrichs H., Demidov V.E., Demokritov S.O., Urazhdin S.* Parametric excitation of eigenmodes in microscopic magnetic dots // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 094401.
19. *Bracher T., Pirro P., Obry B., Leven B., Serga A.A., Hillebrands B.* Mode selective parametric excitation of spin waves in NiFe microstripe // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99. P. 162501.
20. *Guo F., Belova L.M., McMichael R.D.* Parametric pumping of precession modes in ferromagnetic nanodisks // Physical Review B. 2014. Vol. 89. P. 104422, DOI: 10.1103/PhysRevB.89.104422.
21. *Bauer H.G., Majchrak P., Kachel T., Back C.H., Woltersdorf G.* Nonlinear spin-wave excitations at low magnetic bias fields // Nature Communications. 2015. Vol. 6. P. 8274, DOI: 10.1038/ncomms9274.
22. *Ciubotaru F., Serga A.A., Leven B., Hillebrands B.* Mechanism of nonlinear spin-wave excitation from a microwave-driven nanocomtact // Physical Review B. 2001. Vol. 64. P. 144424, DOI: 10.1103/PhysRevB.64.144424.

23. Roy U., Pramanik T., Tsoi M., Register L.F., Banerjee S.K. Micromagnetic study of spin-transfer-torque switching of a ferromagnetic cross towards multi-state spin-transfer-torque based random access memory // Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 113. P. 223904, DOI: 10.1063/1.4811230.
24. Davies C.S, Francis A., Sadovnikov A.V., Chertopalov S.V., Bryan M.T., Grishin S.V., Allwood D.A., Sharaevskii Y.P., Nikitov S.A., Kruglyak V.V. Towards graded-index magnonics: Steering spin waves in magnonic networks // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 92, no. 2. P. 020408, DOI: 10.1103/PhysRevB.92.020408.
25. Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Romanenko D.V., Sharaevski Yu.P., Nikitov S.A. Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 107. P. 202405, DOI: 10.1063/1.493620.
26. Дудко Г.М., Кожевников А.В., Хивинцев Ю.В., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г., Никитов С.А. Микромагнитное моделирование распространения спиновых волн в касательно намагниченных крестах на основе ферритовых микроволноводов различной ширины // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63, № 10. С. 1105–1109, DOI: 10.1134/S0033849418100091.
27. Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevski Yu.P., Grishin S.V., Sheshukova S.E., Nikitov S.A. Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 109. P. 042407, DOI: 10.1063/1.4960195.
28. Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., and Nikitov S.A. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 96. P. 144428, DOI: 10.1103/PhysRevB.96.144428.
29. Садовников А.В., Одинцов С.А., Бегинин Е.Н., Грачев А.А., Губанов В.А., Шешукова С.Е., Шараевский Ю.П., Никитов С.А. Нелинейные спин-волновые эффекты в системе латеральных магнонных структур // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 29–34.
30. Donahue M. and Porter D. Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF). Interagency Report NISTIR 6376. National Institute of Standards and Technology. Gaithersburg: MD, Sept. 1999. 897 p. www.math.nist.gov/oommf/
31. Khitun A.G., Kozhanov A.E. Magnonic logic devices // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2017. Т. 17, вып. 4, С. 216–241 (на англ.).
32. Klingler S., Pirro P., Bracher T., Leven B., Hillebrands B., Chumak A.V. Spin-wave logic devices based on isotropic forward volume magnetostatic waves // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 212406, DOI:10.1063/1.4921850.
33. Nanayakkara K., Anferov A., Jacob A.P., Allen S.J., Kozhanov A. Cross junction spin wave logic architecture // IEEE Trans. Magnetics. 2014. Vol. 50. P. 3402204, DOI: 10.1109/TMAG.2014.2320632.
34. Balynsky M., Kozhevnikov A., Khivintsev Y., Bhowmick T., Gutierrez D., Chiang H., Dudko G., Filimonov Y., Liu G., Jiang C., Balandin A.A., Lake R., Khitun A. Magnonic interferometric switch for multi-valued logic circuits // Journal of Applied Physics. 2017. Vol. 121. P. 024504, DOI:10.1063/1.4973115.
35. Balynsky M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Dudko G., Filimonov Y., Balandin A.A. & Khitun A.A. Magnetometer based on a spin wave interferometer // Scientific Reports. 2017. Vol. 7. P. 11539.
36. Magpar – Parallel Finite Element Micromagnetics Package Version 0.9 Build 3061M (2002). www.magpar.net/static/magpar/doc/html/index.html
37. Stancil D.D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications. Springer Science+Business Media, 2009. LLC, no. 2008936559, DOI 10.1007/978-0-387-77865-5.
38. Kalinikos B.A., Slavin A.N. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic

Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В.,
Высоцкий С.Л., Селезнёв М.Е., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г.

- films with mixed exchange boundary conditions // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1986. Vol. 19. P. 7013.
39. 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, DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51.
 40. Jorzick J., Demokritov S.O., Hillebrands B., Bailleul M., Fermon C., Guslienko K.Y., Slavin A.N., Berkov D.V., Gorn N.L. Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Vol. 88. P. 047204, DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.047204.
 41. Галишников А.А., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Марцелли Р., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. Эффекты самовоздействия при распространении импульсов поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит-диэлектрик-металл // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2006 Т. 14, № 3. С. 3–33, DOI: 10.18500/0869-6632-2006-14-3-3-33.
 42. Marcelli R., Nikitov S.A., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.A., Kozhevnikov A.V., Dudko G.M. Magnetostatic surface wave bright solitons propagation in ferrite-dielectric-metal structure // *IEEE Trans. Magnetics.* 2006. Vol. 42, № 7. Pp. 1785–1801, DOI: 10.1109/TMAG.2006.87200.
 43. 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.
 44. Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Влияние параметрически возбужденных спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1999. Т. 115, № 1. С. 318.

References

1. Nikitov S.A., Kaliabin D.V., Lisenkov I.V., Slavin A.N., Barabanenkov Yu.N., Osokin S.A., Sadovnikov A.V., Baginin E.N., Morozova M.A., Sharaevskii Yu.P., Filimonov Y.A., Khivintsev Y.V., Vysotskii S.L., Sakharov V.K., Pavlov E.S. Magnonics: A new research area in spintronics and spin wave electronics. *Phys. Usp.*, 2015, vol. 58, no. 10, pp. 1002–1028, DOI:10.3367/UFNr.0185.201510m.1099.
2. Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Sharaevskaya A.Yu., Stognij A.I., Nikitov S.A. Spin wave steering in three-dimensional magnonic networks. *Appl. Phys. Lett.*, 2018, vol. 112, P. 122404.
3. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M., Nikitov S.A. Magnon straintronics: Reconfigurable spin-wave routing in strain-controlled bilateral magnetic stripes. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, vol. 120, p. 257203.
4. O’Keeffe T.W., Patterson R.W. Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples. *J. Appl. Phys.*, 1978, vol. 49, no. 9, pp. 4886–4895.
5. Vysotskii S.L., Nikitov S.A., Filimonov Y.A., Khivintsev Y.V. Hybridization of spin-wave modes in a ferromagnetic microstrip. *JETP Letters*, 2008, vol. 88, p. 461, DOI:10.1134/S0021364008190119.
6. Vysotskii S.L., Dudko G.M., Dzhumaliev A.S., Kozhevnikov A.V., Nikulin Yu.V., Saharov V.K., Khivintsev Y.V., Filimonov Y.A., Khitun A.G., Nikitov S.A. Spectrum of the ferromagnetic resonance of a lattice of orthogonal permalloy microwaveguides. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2018, vol. 63, no. 9, pp. 1047–1052, DOI: 10.1134/S1064226918090255.

7. Grechushkin K.V., Stalmakhov A.V., Tyulyukin V.A. Wave-guide distribution of magnetostatic waves. *Pisma v ZhTP*, 1988, vol. 14, no. 21, p. 1973 (in Russian).
8. Wang Q., Zhang H., Ma G., Liao Y., Zheng Y., Zhong Z. Position dependent spin wave spectrum in nanostrip magnonic waveguides. *Journal of Applied Physics*, 2014, vol. 115, pp. 133906, DOI: 10.1063/1.4870448.
9. Collet M., Gladii O., Evelt M., Bessonov V., Soumah L., Bortolotti P., Demokritov S.O., Henry Y., Cros V., Bailleul M., Demidov V. E., Anane A. Spin-wave propagation in ultra-thin YIG based waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 2017, vol. 110, P. 092408, DOI: 10.1063/1.4976708.
10. Demidov V.E., Demokritov S.O., Rott K., Krzysteczko P., Reiss G. Mode interference and periodic self-focusing of spin waves in permalloy microstrips. *Phys. Rev. B*, 2008, vol. 77, P. 064406, DOI: 10.1103/PhysRevB.77.064406.
11. Pirro P., Bracher T., Vogt K., Obry B., Schultheiss H., Leven B., Hillebrands B. Interference of coherent spin waves in micron-sized ferromagnetic waveguide. *Phys. Status Solidi B*, 2011, vol. 248, pp. 2404–2408, DOI: 10.1002/pssb.201147093.
12. Rousseau O., Rana B., Anami R., Yamada M., Miura K., Ogawa S., Otani Y. Realization of a micrometre-scale spin-wave interferometer. *Scientific Reports*, 2015, vol. 5, P. 09873, DOI: 10.1038/srep09873.
13. Gurevich A.G., Melkov G.A. Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press, Boca Raton, 1996, 464 p.
14. Schulz M. Spin-wave correlator. *J. Appl. Phys.*, 1972, vol. 43, p. 4752.
15. Kazakov G.T., Kotelyanskii I.M., Maryahin A.V., Filimonov Y.A., Khivintsev Y.V. Convolution of surface magnetoelastic waves in Ga, Sc-substituted Yttrium–Iron Garnet films. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2005, vol. 50, iss. 1, pp. 55–66.
16. Kazakov G.T., Pylaev E.S. Kombinacionnoe preobrazovanie chastoty vstrechnykh magnitostati-cheskih voln s vzbuzhdeniem svrshvetovykh voln namagnichivaniya. *Pisma v ZhTP*, 1983, vol. 9, no. 20, P. 1240 (in Russian)
17. Vashchenko V.I., Zavislyak I.V. 3-wave interactions of magnetostatic waves. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii Radiofizika*, 1989, vol. 32, no. 1, pp. 41–48 (in Russian)
18. Ulrichs H., Demidov V. E., Demokritov S.O, Urazhdin S. Parametric excitation of eigenmodes in microscopic magnetic dots. *Phys. Rev. B.*, 2011, vol. 84, P. 094401.
19. Bracher T., Pirro P., Obry B., Leven B., Serga A.A., Hillebrands B. Mode selective parametric excitation of spin waves in NiFe microstripe. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, vol. 99, P. 162501.
20. Guo F., Belova L.M., McMichael R.D. Parametric pumping of precession modes in ferromagnetic nanodisks. *Physical Review B.*, 2014, vol. 89, P. 104422, DOI: 10.1103/PhysRevB.89.104422.
21. Bauer H.G., Majchrak P., Kachel T., Back C.H., Woltersdorf G. Nonlinear spin-wave excitations at low magnetic bias fields. *Nature Communications*, 2015, vol. 6, P. 8274, DOI: 10.1038/ncomms9274.
22. Ciubotaru F., Serga A.A., Leven B., Hillebrands B. Mechanism of nonlinear spin-wave excitation from a microwave-driven nanocontact. *Physical Review B.*, 2001, vol. 84, P. 144424, DOI: 10.1103/PhysRevB.84.144424.
23. Roy U., Pramanik T., Tsoi M., Register L.F., Banerjee S.K. Micromagnetic study of spin-transfer-torque switching of a ferromagnetic cross towards multi-state spin-transfer-torque based random access memory. *Journal of Applied Physics*, 2013, vol. 113, P. 223904, DOI: 10.1063/1.4811230.
24. Davies C.S, Francis A., Sadovnikov A.V., Chertopalov S.V., Bryan M.T., Grishin S.V.,

- Allwood D.A., Sharaevskii Y.P., Nikitov S.A., Kruglyak V.V. Towards graded-index magnonics: Steering spin waves in magnonic networks. *Phys. Rev. B.*, 2015, vol. 92, no. 2. P. 020408, DOI: 10.1103/PhysRevB.92.020408.
25. Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Romanenko D.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 107, P. 202405, DOI: 10.1063/1.493620.
 26. Dudko G.M., Kozhevnikov A.V., Khivintsev Y.V., Filimonov Y.A., Khitun A.G., Nikitov S.A. Micromagnetic simulation of propagation of spin waves in In-Plane magnetized crosses based on ferrite microwaveguides of different width. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2018, vol. 63, no. 10, pp. 1212–1216, DOI: 10.1134/S1064226918100091.
 27. Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevskii Yu.P., Grishin S.V., Sheshukova S.E., Nikitov S.A. Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 2016, vol. 109, P. 042407, DOI: 10.1063/1.4960195.
 28. Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., and Nikitov S.A. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes. *Phys. Rev. B.*, 2017, vol. 96, P. 144428, DOI: 10.1103/PhysRevB.96.144428.
 29. Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Grachev A.A., Gubanov V.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Nonlinear spin wave effects in the system of lateral magnonic structures. *JETP Letters*, 2018, vol. 107, pp. 25–29, DOI: 10.7868/S0370274X1801006X.
 30. Donahue M. and Porter D. Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF). Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, Sept. 1999; 897 p. www.math.nist.gov/oommf/
 31. Khitun A.G., Kozhanov A.E. Magnonic Logic Devices. *Izvestia Saratovskogo Universiteta. Novaya seriya. Seriya Fizika*, 2017, vol. 17, no. 4. pp. 216–241 (in English).
 32. Klingler S., Pirro P., Bracher T., Leven B., Hillebrands B., Chumak A.V. Spin-wave logic devices based on isotropic forward volume magnetostatic waves. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 106, 212406, DOI:10.1063/1.4921850.
 33. Nanayakkara K., Anferov A., Jacob A.P., Allen S.J., Kozhanov A. Cross junction spin wave logic architecture. *IEEE Trans. Magnetics*, 2014, vol. 50, 3402204. DOI:10.1109/TMAG.2014.2320632.
 34. Balynsky M., Kozhevnikov A., Khivintsev Y., Bhowmick T., Gutierrez D., Chiang H., Dudko G., Filimonov Y., Liu G., Jiang C., Balandin A.A., Lake R., Khitun A. Magnonic interferometric switch for multi-valued logic circuits. *Journal of Applied Physics*, 2017, vol. 121, P. 024504, DOI:10.1063/1.4973115.
 35. Balynsky M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Dudko G., Filimonov Y., Balandin A.A. & Khitun A. A Magnetometer based on a spin wave interferometer. *Scientific Reports*, 2017, vol. 7, P. 11539.
 36. Magpar – Parallel Finite Element Micromagnetics Package Version 0.9 Build 3061M (2002). www.magpar.net/static/magpar/doc/html/index.html
 37. Stancil D.D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications. Springer Science+Business Media, 2009, LLC, no. 2008936559, DOI 10.1007/978-0-387-77865-5.
 38. Kalinikos B.A., Slavin A.N. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1986, vol. 19, P. 7013.

39. Filimonov Yu.A., Sakharov V.K., Khivintsev Yu.V., Vysotsky S.L., Stognij A.I., Dudko G.M. 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. pp. 35–51, DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51 (in Russian).
40. Jorzick J., Demokritov S.O., Hillebrands B., Bailleul M., Fermon C., Gusliencko K.Y., Slavin A.N., Berkov D.V., Gorn N.L. Spin wave wells in nonellipsoidal micrometer size magnetic elements. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, vol. 88, P. 047204, DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.047204.
41. Galishnikov A.A., Dudko G.M., Kozhevnikov A.V., Marcelli R., Nikitov S.A., Filimonov Y.A. Magnetostatic surface wave pulses self-action effects under propagation in ferrite-dielectric-metall structures. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2006, vol. 14, iss. 3, pp. 3–33, DOI: 10.18500/0869-6632-2006-14-3-3-33 (in Russian).
42. Marcelli R., Nikitov S.A., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.A., Kozhevnikov A.V., Dudko G.M. Magnetostatic surface wave bright solitons propagation in ferrite-dielectric-metal structure. *IEEE Transactions on Magnetism*, 2006, vol. 42, no. 7, pp. 1785–1801, DOI: 10.1109/TMAG.2006.87200.
43. Kazakov G.T., Kozhevnikov A.V., Filimonov Y.A. Four-magnon decay of magnetostatic surface waves in yttrium iron garnet films. *Phys. Solid State*, 1997, vol. 39, p. 288, DOI:10.1134/1.1129801.
44. Kazakov G.T., Kozhevnikov A.V., Filimonov Y.A. The effect of parametrically excited spin waves on the dispersion and damping of magnetostatic surface waves in ferrite films. *J. Exp. Theor. Phys.*, 1999, vol. 88, p. 174, DOI:10.1134/1.558780.



Дудко Галина Михайловна родилась в Свердловске (1961). Окончила физический факультет Саратовского университета имени Н.Г. Чернышевского (1983). Кандидат физико-математических наук (2002). Область научных интересов: нелинейная динамика магнито-статических волн и численное моделирование процессов их самомодуляции и самофокусировки, а также нелинейная динамика колебаний намагниченности и распространения спиновых волн в ферромагнитных нано- и микроструктурах. Автор более 30 статей.

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



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

Россия, 410019 Саратов, Зелёная, 38
 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
 Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83
 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
 E-mail: khivintsev@gmail.com

*Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В.,
 Высоцкий С.Л., Селезнёв М.Е., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г.*



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

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



Кожевников Александр Владимирович родился в Саратове (1962), окончил Саратовский государственный университет (1984). Работает в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН старшим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2011, СГУ) в области нелинейных спиновых волн. Опубликовал 23 научные статьи.

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



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

Россия, 410019 Саратов, Зелёная, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
E-mail: vysotsl@gmail.com



Селезнёв Михаил Евгеньевич родился в Саратове (1994). Окончил магистратуру Саратовского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского (2017). В настоящее время научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН. Научные интересы – спинтроника, магнетика, полупроводниковая электроника, физика твердого тела и схемотехника.

Россия, 410019 Саратов, Зелёная, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
E-mail: mixanich94@mail.ru



Филимонов Юрий Александрович родился в Куйбышеве (1955). Окончил факультет физической и квантовой электроники Московского физико-технического института (1979). Доктор физико-математических наук (2008), профессор по специальности «Физика магнитных явлений» (2012). Директор Саратовского филиала ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Научные интересы: магнетика и спинтроника, магнитные материалы и структуры, электронная компонентная база. Имеет более 120 публикаций.

Россия, 410019 Саратов, Зелёная, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
E-mail: yuri.a.filimonov@gmail.com



Хитун Александр Георгиевич родился в Таганроге (1968). Окончил Московский физико-технический институт (1991). После окончания МФТИ работал в ИОФАН в Центре волоконной оптики Е.М. Дианова. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1995, МФТИ) в области разработок металлопокрытых оптических волноводов. В 1999 начал работу в Университете Калифорнии в Лос Анджелесе в области Нанoeлектроники. С 2011 года работает в Университете Калифорнии в Риверсайде. Автор первых работ по спин-волновой логике. Отмечен наградами Корпорации Полупроводниковых Исследований в области микроэлектроники (2006, 2008, MARCO). Работа «Магнетонная 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.

USA 92521, Riverside, California
Department of Electrical and Computer Engineering, University of California-Riverside
E-mail: akhitun@engr.ucr.edu