

Нелинейные спин-волновые эффекты в системе латеральных магنونных структур

А. В. Садовников^{*1)}, С. А. Одинцов⁺, Е. Н. Бегинин⁺, А. А. Грачев⁺, В. А. Губанов⁺, С. Е. Шешукова⁺,
Ю. П. Шараевский⁺, С. А. Никитов^{*}

⁺Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

^{*}Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 ноября 2017 г.

Проведены экспериментальное и численное исследования спин-волновой динамики в системе латеральных магнитных микроструктур. Методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии и в численном эксперименте исследованы режимы распространения связанных спиновых волн. Предложена феноменологическая модель для описания свойств спиновых волн в латеральной структуре. Показано, что длиной связи спиновых волн удается управлять путем изменения уровня мощности сигнала. Полученные результаты могут быть использованы для создания на основе латеральной системы магнитных волноводов спин-волновых демультиплексеров, делителей мощности и ответвителей СВЧ-сигнала.

DOI: 10.7868/S0370274X1801006X

Наряду с развитием систем обработки информационных сигналов, построенных на базе полупроводниковых технологий с переносом зарядов (электронов, дырок), в настоящее время активно развиваются исследования, направленные на создание аналоговых систем на основе переноса магнитных моментов или спинов электронов без переноса заряда, объединенных общим названием – магنونика [1–3]. Использование спиновых волн (СВ) в магнитоупорядоченных материалах и структурах на их основе позволяет проводить обработку информационных сигналов в пространственно-распределенных системах с высокой степенью временного параллелизма. В этих системах, например, спин-волновая интерференция позволяет реализовать волновые методы обработки данных, булевы и небулевы вычислительные устройства и проводить логически обратимые и параллельные вычисления [4]. В настоящее время актуальной задачей для реализации таких систем является разработка топологий планарных связанных магнитных микро- и наноразмерных структур – магنونных сетей, которые играют ключевую роль при создании функциональных устройств нового поколения [5, 6].

Известно, что модуляция интенсивности спиновых волн, распространяющихся вдоль системы латеральных магнитных микроволноводов [5], обусловлена эффектами дипольной связи спиновых волн [7, 8]. Использование латеральных микроструктур [9] поз-

воляет создавать элементы межсоединений в планарных топологиях магنونных сетей [10, 11]. Было показано, что пространственным периодом перекачки спин-волнового сигнала между параллельно расположенными структурами удается управлять путем изменения значения [5] и угла [12] внешнего магнитного поля, использования сегнетоэлектрических нагрузок [13]. В тоже время открытым остается вопрос создания “чисто магنونного” (all-magnonic) переключения, при котором пространственные масштабы характеристик распределения интенсивности спиновых волн вдоль латеральных микроволноводов зависят от амплитуды спиновой волны.

Использование нелинейных эффектов в тонких магнитных пленках [14, 15] привело к созданию нового класса спин-волновых устройств [16–18], таких как нелинейные фазовращатели, фильтры [19, 20], устройства переключения на основе магنونных кристаллов [21], устройства генерации когерентных спиновых волн за счет взаимодействия спиновой подсистемы ЖИГ со спиновыми токами [22, 23].

В настоящей работе проведены экспериментальные и численные исследования свойств нелинейных спиновых волн, распространяющихся в системе двух латеральных микроволноводов с диполь-дипольной связью. Показана возможность реализации на их основе нелинейных ответвителей и определены необходимые условия для возникновения режима переключения. Проведено сравнение результатов численных и экспериментальных исследований характеристик распространяющихся в микроволноводах спи-

¹⁾e-mail: SadovnikovAV@gmail.com

новых волн при различных уровнях входной СВЧ-мощности.

На рис. 1а показано схематическое изображение латеральной системы волноводов, обозначенных W_1

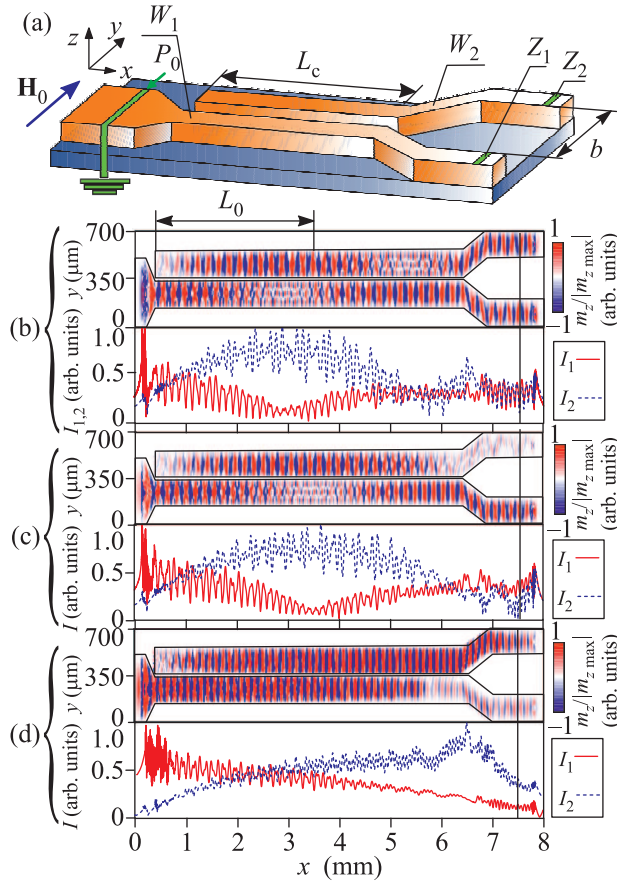


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение исследуемой структуры; Результаты расчета пространственного распределения $m_z(x, y)$ компоненты динамической намагниченности (верхняя панель) и интенсивность спиновой волны $I(x)$ (нижняя панель) для частоты входного сигнала $f_1 = 5.19$ ГГц (b), $f_2 = 5.25$ ГГц (c) и $f_3 = 5.36$ ГГц (d)

и W_2 . Волноводы изготовлены из пленки железитриевого граната $[\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12} (111)]$ (ЖИГ) толщиной $t = 10$ мкм с намагниченностью насыщения $M_0 = 139$ Гс и шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 0.54$ Э, измеренной на частоте 9.7 ГГц. Такие ЖИГ-микроволноводы шириной $w = 200$ мкм расположены на расстоянии $d = 40$ мкм на подложке из галлий гадолиниевого граната $[\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}, (111)]$ (ГГГ) толщиной 500 мкм. Микроволновод W_1 имеет клинообразную форму на одном из концов, где расположена подводящая секция с микрополосковой антенной (обозначение P_0 на рис. 1а) из золота шириной 30 мкм. Длина области связи $L_c = 6$ мм. В обла-

сти портов, обозначенных Z_1 и Z_2 на рис. 1а расстояние между ЖИГ-полосками увеличивалось линейно до значения $b = 300$ мкм. Структура помещалась во внешнее магнитное поле $H_0 = 0.12$ Тл, направленное вдоль оси y для возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) [24, 25].

Для демонстрации режимов работы структуры было проведено численное моделирование на основе решения методом Дормана–Принса [26] уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [27–31]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} [\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}], \quad (1)$$

где \mathbf{M} – вектор намагниченности, $\gamma = 28$ ГГц/Тл – гиромагнитное отношение, $\alpha = 10^{-5}$ – феноменологически введенный Гильбертом параметр затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}}$ – эффективное магнитное поле, F – свободная энергия магнетика. Для уменьшения отражения сигнала от границ расчетной области ($x = 0$ и $x = 8$ мм на рис. 1b) при расчете были введены регионы ($0 < x < 0.5$ мм и $7.5 < x < 8$ мм) с увеличивающимся в геометрической прогрессии коэффициентом α .

На первом этапе численного моделирования, на левой границе системы при $x = 0.5$ мм задавался входной сигнал с плавно нарастающей в момент включения амплитудой $b_0 = 0.01$ мТл и частотой f в виде: $b_z(t) = b_0 \tanh(t) \sin(2\pi f t)$. Полученные распределения компоненты динамической намагниченности m_z приведены на верхних панелях рис. 1b–d для различных значений частоты сигнала. На нижних панелях показано распределение величины $I(x) = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$ на оси каждого микроволновода. Видно, что в зависимости от частоты в выходной секции структуры интенсивность спин-волнового сигнала перераспределяется между портами Z_1 и Z_2 : сигнал может выходить из волновода W_1 (рис. 1c), W_2 (рис. 1d) либо мощность сигнала делится поровну между выходными секциями волноводов (рис. 1b).

Далее проведен расчет спектральной плотности мощности выходного сигнала $P_{1,2}(f)$ в областях, обозначенных Z_1 и Z_2 на рис. 1а и пунктирной линией на рис. 1b–d. Для этого входной сигнал задавался в виде $b_z(t) = b_0 \text{sinc}(2\pi f_c t)$, частота $f_c = 10$ ГГц. Затем значение динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ в областях выходных секций $P_{1,2}$ записывалось с шагом $\Delta t = 75$ фс в течение времени $T = 500$ нс. В результате чего оказывалось возможным с помощью преобразования Фурье построить частотную зависимость динамической намагниченности на выходе первого $P_1(f)$ и второго $P_2(f)$ волноводов (рис. 2а). Видно, что в области частот $5.23 < f < 5.3$ ГГц, за-

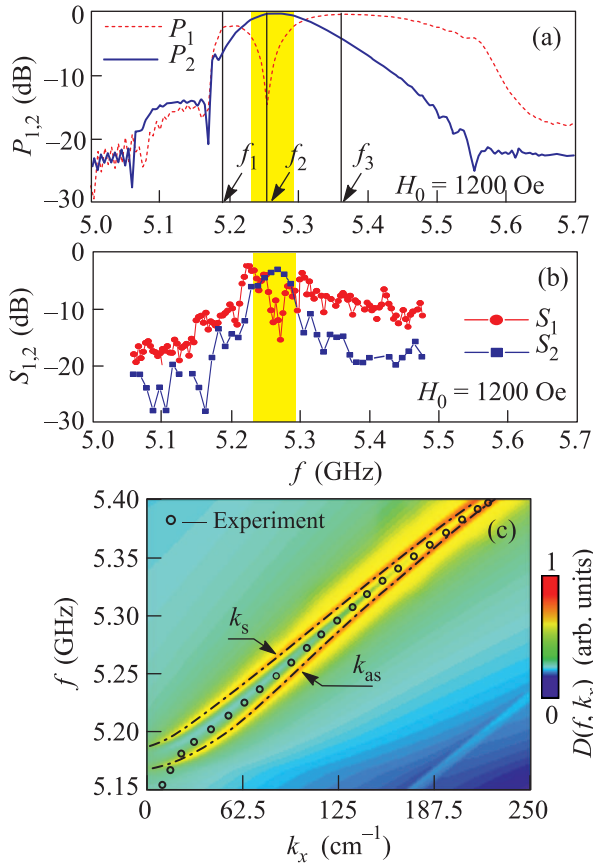


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Частотный спектр спин-волнового сигнала в выходной секции микроволновода W_1 и W_2 . (b) – Частотная зависимость МБС-сигнала для микроволноводов W_1 и W_2 . (c) – Результат расчета дисперсионных характеристик спиновых волн для симметричной (штрих-пунктирная кривая) и антисимметричной (пунктирная кривая) моды. Результаты эксперимента обозначены кружками

крашенной на рис.2а желтым цветом, сигнал выходит из порта Z_2 , в то время, как вне данного частотного диапазона мощность спиновой волны локализована в области порта Z_1 .

Для построения дисперсионной характеристики спиновых волн при численном моделировании проводился расчет величины:

$$D(k_x, f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\Theta_2[m_z(x, y_i, t)]|^2, \quad (2)$$

где Θ_2 – оператор двумерного преобразования Фурье, y_i – i -я ячейка и $N = 256$ – количество ячеек вдоль ширины ЖИГ волновода.

На рис.2с градиациями цвета закодировано двумерное распределение величины $D(k_x, f)$. На плоскости (f, k_x) оказывается возможным выделить множество точек, соответствующее максимумам величин

$D(k_x, f)$, которое представляет собой дисперсионные характеристики симметричной и антисимметричной спин-волновой моды, обозначенные на рис. 2с как k_s и k_{as} соответственно. С помощью дисперсионной характеристики можно оценить длину связи L спиновых волн, численно равную расстоянию, на котором происходит полная перекачка мощности из W_1 в W_2 . При этом изменение длины связи $L(f) = \pi/\Delta k(f) = \pi/|k_s(f) - k_{as}(f)|$ с изменением частоты наглядно демонстрируется серией рис. 1b–d. Также стоит отметить, что на рис.2с кружками отмечены экспериментально полученные значения величины $k_e(f) = \varphi(f)/h$, где $\varphi(f)$ – частотная зависимость набега фазы, измеренная с помощью векторного анализатора цепей Agilent E8362C PNA, $h = 10$ мм – расстояние между микрополосковыми антеннами, расположенными в области портов P_0 и Z_1 . Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных данных и результатов численного моделирования, при этом измеренное значение волнового числа $k_e(f) \approx (k_s(f) + k_{as}(f))/2$.

Исследование пространственной динамики СВ в изготовленной системе латеральных структур было проведено с помощью метода Манделштам–Бриллюэновской спектроскопии (МБС), в основе которого лежит неупругое рассеяние света на когерентно возбуждаемых магнонах [32], при этом интенсивность МБС-сигнала пропорциональна квадрату динамической намагниченности $I_{BLS}(x, y) \sim |m_z^2(x, y)|$. Частотная зависимость МБС-сигнала $S_{1,2}$ в области портов P_0 и Z_1 , приведенная на рис. 2b, качественно соответствует результатам численного моделирования (рис. 2a).

Для выявления нелинейных режимов распространения СВ в латеральных структурах были получены пространственные карты распределения интенсивности $I_{BLS}(x, y)$ для значения частоты входного сигнала $f_0 = 5.21$ ГГц и мощности входного сигнала $P_0 = -5$ дБ мВт (рис. 3a) и $P_0 = 26$ дБ мВт (рис. 3b). Сканирование осуществлялось в области 5×0.5 мм. Видно, что при увеличении мощности входного сигнала МБС-сигнал на выходе микроволновода W_2 возрастает. Чтобы количественно оценить распределение мощности между выходными секциями обоих микроволноводов, была построена зависимость от входной мощности коэффициента $T_0 = 10 \log(S_2/S_1)$ (зелеными квадратами на рис. 4a), из которой следует, что мощность делится поровну между выходными секциями W_1 и W_2 (т.е. $T_0 = 0$ дБ) при $P_0 = 20$ дБ мВт.

Для описания нелинейных режимов распространения и связи СВ в латеральных структурах ис-

пользована феноменологическая модель на основе связанных уравнений Гинзбурга–Ландау (ГЛ), которые используются, например, в оптике при исследовании волновой динамики диссипативных пространственно-временных солитонов в средах с нелинейным затуханием [33, 34]. Конкретную форму двух связанных уравнений ГЛ [35] можно получить из уравнения ЛЛГ для динамической намагниченности, с учетом керровского типа нелинейности, т.е. уменьшения намагниченности насыщения при увеличении угла отклонения вектора намагниченности от равновесного состояния: $M \approx M_0(1 - (m_x^2 + m_z^2)/(2M_0^2)) = M_0(1 - \Phi^2/2)$, где $\Phi = \sqrt{(m_x^2 + m_z^2)/M_0^2}$. Входная мощность спиновой волны при этом может быть оценена как $P_0 \approx |\Phi_0|^2 M_0^2 v_g \omega t$, где v_g – групповая скорость, а $\Phi = \Phi_0$ – начальная амплитуда ПМСВ для численного интегрирования системы из двух связанных уравнений ГЛ:

$$\begin{cases} i \frac{d\Phi_1}{dx} = k\Phi_1 + \chi\Phi_2 + (\zeta - i\nu_2)|\Phi_1|^2\Phi_1 - i\nu_1\Phi_1 \\ i \frac{d\Phi_2}{dx} = k\Phi_2 + \chi\Phi_1 + (\zeta - i\nu_2)|\Phi_2|^2\Phi_2 - i\nu_1\Phi_2, \end{cases} \quad (3)$$

где $\Phi_{1,2}(x)$ – амплитуда спиновой волны в волноводах $W_{1,2}$; $k = k(f)$ – волновое число спиновой волны распространяющейся в одиночном микроволноводе, $\chi = \chi(f) \approx |k_s(f) - k_{as}(f)|$ – коэффициент связи спиновых волн; $\zeta = \frac{\partial k}{\partial \Phi^2}|_{\Phi=0} = \frac{(2f_H + f_M) \exp(2kt) - f_M}{f_M t}$ – нелинейный коэффициент, $f_H = \gamma H_0$, $f_M = 4\pi\gamma M_0$; $\nu_1 = \frac{1}{v_g} \left| \frac{\partial \omega}{\partial H} \right| \frac{\Delta H}{2}$ и $\nu_2 = -\frac{1}{v_g^2} \zeta \frac{\Delta H}{2} \left| \frac{\partial \omega}{\partial H} \right| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} |_{\Phi=0}$ – линейное и нелинейное затухание спиновой волны, соответственно; $\omega = 2\pi f$ – круговая частота.

Для расчета нелинейных режимов распространения спин-волнового сигнала при возбуждении волновода W_1 на частоте f_0 использовались следующие значения нелинейного параметра $\zeta = 1.77 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$ и параметров линейного и нелинейного затухания: $\nu_1 = 13.03 \text{ м}^{-1}$ и $\nu_2 = 50.09 \text{ м}^{-1}$. Результаты расчета при увеличении амплитуды Φ_0 входного сигнала демонстрируют возможность увеличения интенсивности спиновой волны в области выходной секции волновода W_2 в результате увеличения длины связи спиновых волн (рис. 3d–e). При дальнейшем увеличении амплитуды наблюдается эффект нелинейного переключения, при котором интенсивность сигнала становится сосредоточенной в выходной секции W_1 (рис. 3f). Стоит отметить, что аналогичная ситуация возникает и в других физических системах, например при рассмотрении задачи о связи волн, распространяющихся в оптических ответ-

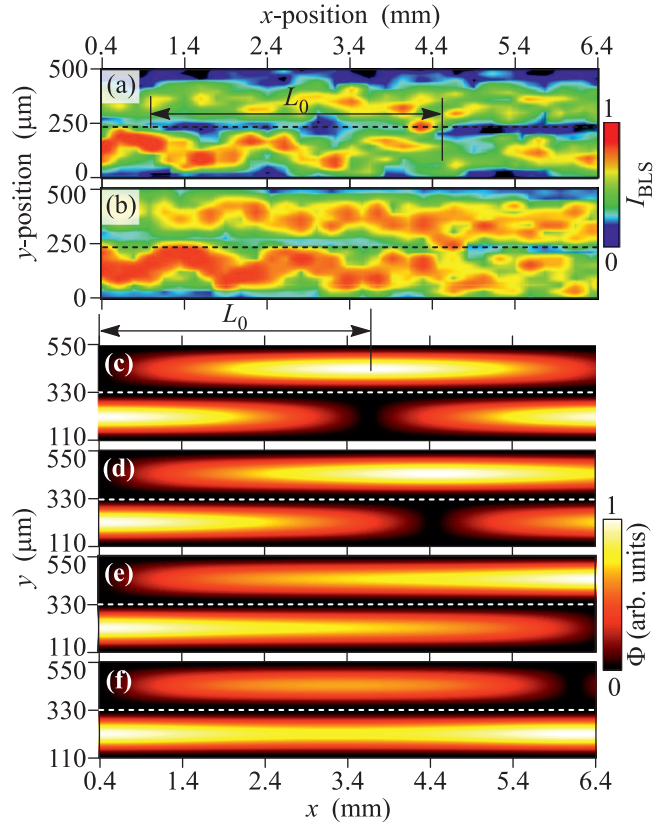


Рис. 3. (Цветной онлайн) Пространственное распределение МБС-сигнала $I_{BLS}(x, y)$ при уровне входной мощности $P_0 = -5$ дБ мВт (а) и $P_0 = 26$ дБ мВт (б). Расчет интенсивности спиновой волны при различных амплитудах входного сигнала $\Phi_0 = 0.02$ (с), $\Phi_0 = 0.45$ (д), $\Phi_0 = 0.5$ (е) и $A_0 = 0.53$ (ф)

вителях [36]. Для выявления режимов распространения спин-волнового сигнала при параметрах, соответствующих экспериментальным значениям, была построена карта (см. рис. 4b), на которой цветом закодировано значение интенсивности волны в области выходных секций $Z_{1,2}$ (при $x = 6.4$ мм на рис. 3f). Видно, что можно выделить два характерных значения амплитуды СВ: A_{th1} , при котором $T = 0$ дБ и мощность сигнала делится пополам между W_1 и W_2 в области выходной секции (рис. 3d), и Φ_{th2} , при котором максимально возможное значение интенсивности СВ приходится на выходную секцию W_2 (рис. 3e). Численный расчет амплитудной зависимости коэффициента T и нелинейного набега фазы $\Delta\phi(\Phi_0)$ [35] на выходе волновода W_1 приведены на рис. 4а сплошной и пунктирной кривой соответственно. Наблюдается качественное совпадение результатов численного моделирования и эксперимента, причем дальнейшее увеличение мощности входного сигнала P_0 приводит к существенному термическому нагреву плен-

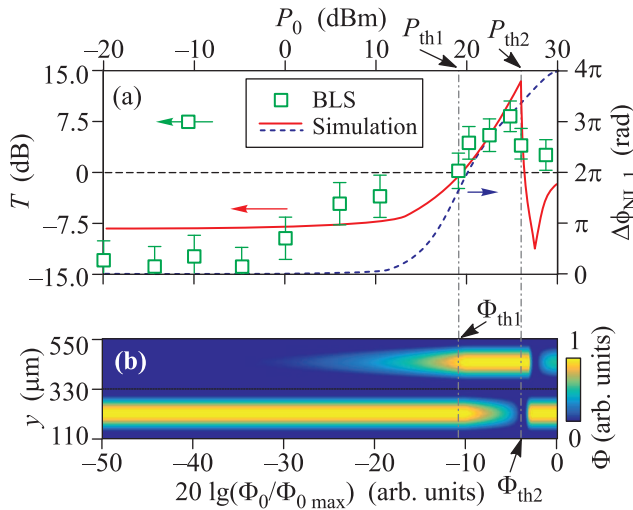


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость коэффициента T от амплитуды входного сигнала Φ_0 (нижняя шкала) и мощности входного СВЧ-сигнала P_0 (верхняя шкала) и зависимость нелинейного набега фазы $\Delta\phi(\Phi_0)$ от амплитуды входного сигнала. (b) – Интенсивность спиновой волны в выходных секциях микроволноводов W_1 и W_2 при различной амплитуде входного сигнала

ки ЖИГ в области входной микрополосковой антенны, что определяет область параметров начальной амплитуды сигнала в численном моделировании. Стоит отметить, что критерием корректности представленной модели может служить соответствие полученных при численном моделировании результатов данным эксперимента в определенном диапазоне мощности входного СВЧ-сигнала. Таким образом, были экспериментально исследованы режимы распространения связанных спиновых волн в системе латеральных магнитных микроволноводов. На основе разработанной численной модели были выявлены механизмы, обуславливающие характерные режимы распространения спиновых волн при различных значениях интенсивности и частоты. Данные численного моделирования находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментального исследования. Показано, что частотно-селективные свойства предложенной структуры могут управляться уровнем входной мощности, что можно использовать для создания на основе латеральной системы магнитных волноводов спин-волновых демультиплексеров, делителей мощности и ответвителей СВЧ-сигнала.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (# 16-19-10283), стипендии (СП-313.2015.5) и гранта Президента РФ (МК-5837.2016.9).

1. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, J. Magn.

Magn. Mater **236**, 320 (2001).

2. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. **43**, 264001 (2010).

3. *International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS)* (2015). <http://www.itrs2.net/itrs-reports.html> (accessed 1 April 2017).

4. D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov, C. H. Marrows, E. E. Fullerton, P. Fischer, J. McCord, P. Vavassori, S. Mangin, P. Pirro, B. Hillebrands, A. D. Kent, T. Jungwirth, O. Gutfleisch, C. G. Kim, and A. Berger, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 363001 (2017).

5. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, D. V. Romanenko, Y. P. Sharaevskiy, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **107**, 202405 (2015).

6. Yu. P. Sharaevskiy, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, S. E. Sheshukova, A. Yu. Sharaevskaya, S. V. Grishin, D. V. Romanenko, and S. A. Nikitov, *Coupled spin waves in magnonic waveguides. Chapter 2 of the book "Spin Wave Confinement: Propagating Waves (2nd Edition)"* (Edited by Sergej Demokritov), Pan Stanford Publishing Pte. Ltd. (2017).

7. G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, P. Vavassori, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, A. Stashkevich, and M. Kostylev, Phys. Rev. B **72**, 224413 (2005).

8. M. P. Kostylev, G. Gubbiotti, J.-G. Hu, G. Carlotti, T. Ono, and R. L. Stamps, Phys. Rev. B **76**, 054422 (2007).

9. A. V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, IEEE Transactions on Magnetics **53**, 2801804 (2017).

10. C. S. Davies, A. Francies, A. V. Sadovnikov, S. V. Chertopalov, M. T. Bryan, S. V. Grishin, D. A. Allwood, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, and V. V. Kruglyak, Phys. Rev. **92**, 020408 (2015).

11. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Nat. Phys. **11**, 453 (2015).

12. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, IEEE Magnetics Lett. **PP** (2017).

13. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. Appl. **7**, 014013 (2017).

14. A. K. Zvezdin and A. F. Popkov, ZhETF **84**, 606 (1983).

15. A. D. Boardman, S. A. Nikitov, and N. A. Waby, Phys. Rev. B **48**, 13602 (1993).

16. V. E. Demidov, U.-F. Hansen, O. Dzyapko, N. Koulev, S. O. Demokritov, and A. N. Slavin, Phys. Rev. B **74**, 092407 (2006).

17. V. E. Demidov, J. Jersch, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, and S. O. Demokritov, Phys. Rev. Lett. **102**, 177207 (2009).

18. A. N. Slavin, O. Buttner, M. Bauer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. M. Kostylev, B. A. Kalinikos,

- V.V. Grimalsky, and Y. Rapoport, *Chaos* **13**, 693 (2003).
19. J.D. Adam, L.E. Davis, G.F. Dionne, E.F. Schloemann, and S.N. Stitzer, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50**, 721 (2002).
 20. M.M. Scott, C.E. Patton, M.P. Kostylev, and B.A. Kalinikos, *J. Appl. Phys.* **95**, 6294 (2004).
 21. A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Y.P. Sharaevskii, S.V. Grishin, S.E. Sheshukova, and S.A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 042407 (2016).
 22. V.E. Demidov, M. Evelt, V. Bessonov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Munoz, J. Ben Youssef, V.V. Naletov, G. de Loubens, O. Klein, M. Collet, P. Bortolotti, V. Cros, and A. Anane, *Sci. Rep.* **6**, 32781 (2016).
 23. M. Evelt, V.E. Demidov, V. Bessonov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Munoz, J.B. Youssef, V.V. Naletov, G. de Loubens, O. Klein, M. Collet, K. Garcia-Hernandez, P. Bortolotti, V. Cros, and A. Anane, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 172406 (2016).
 24. R.W. Damon and J.R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids.* **19** 308 (1961).
 25. A.G. Gurevich and G.A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC-Press, London, N.Y. (1996).
 26. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).
 27. L.D. Landau and E.M. Lifschitz, *Phys. Zs. Sowjet.* **8**, 153 (1935).
 28. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
 29. И.В. Зависляк, А.В. Тычинский, *Физические основы функциональной микроэлектроники*, УМК ВО, К. (1989).
 30. T. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
 31. T. Gilbert, *IEEE Transactions on Magnetics* **40**, 3443 (2004).
 32. S.O. Demokritov, B. Hillebrands, and A.N. Slavin, *Phys. Rep.* **348**, 441 (2001).
 33. Yu.S. Kivshar and G.P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, Academic Press, San Diego (2003).
 34. D. Mihalache, D. Mazilu, F. Lederer, and Y.S. Kivshar, *Phys. Rev. A* **77**, 043828 (2008).
 35. A.B. Ustinov and B.A. Kalinikos, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 102504 (2008).
 36. G.I. Stegeman and R. H. Stolen, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 652 (1989).