

Функциональные межсоединения на основе квазидвумерных и трехмерных магнонных структур в латеральных и вертикальных топологиях*

А.В. Садовников, А.А. Мартышкин

В настоящей работе с помощью численных и экспериментальных методов исследован механизм управления передачей спин-волнового сигнала в трехмерных магнонных структурах, образованных ортогональным сочленением магнитных полосок железо-иттриевого граната. Исследованы механизмы управления спин-волновым сигналом при касательном намагничивании структуры. Показано, что управление распространением спиновой волны возможно при изменении направления внешнего магнитного поля. Показано, что при изменении величины воздушного зазора между спин-волноведущими секциями оказывается возможным осуществлять режимы пространственно-частотной селекции сигнала. Использование структур с нарушенной трансляционной симметрией открывает новые возможности для формирования многослойных топологий магнонных сетей и миниатюризации вычислительных устройств, основанных на принципах магноники.

Ключевые слова: спиновые волны, магноника, трехмерные межсоединения, микромагнитное моделирование.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-27026).

Введение

В последнее время в рамках направления магноники активно исследуются механизмы и способы возбуждения и управления спиновыми волнами (СВ) в магнитных материалах [1]. Одна из ключевых проблем создания спин-волновых устройств связана с затуханием спиновых волн (СВ) [2]. Рекордно низкий уровень затухания СВ может быть достигнут при использовании пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) [2]. В то же время в ЖИГ возможным оказывается возбуждение и распространение СВ с длиной волны от десятков нанометров до единиц миллиметров [3].

Совершенствование технологического процесса изготовления тонких пленок ЖИГ позволило создавать многоуровневые микро- и наноструктуры для реализации магнонных сетей (МС), на основе которых предлагается создавать элементную базу устройств обработки информационных сигналов [4]. Использование эффектов спин-волновой интерференции и амплитудно-фазового кодирования является перспективным путем для создания МС с целью обработки информационных сигналов в широком диапазоне частот [5]. Управление амплитудами и фазами СВ в магнонных устройствах может осуществляться различными способами,

например, путем использования нелинейных спин-волновых эффектов [6] или создания периодических структур – магнонных кристаллов [7].

Один из подходов для управления спин-волновым транспортом основан на трансформации эффективного статического магнитного поля внутри магнитной микроструктуры. Такая трансформация может быть реализована, например, путем локального изменения материальных параметров магнитных сред, геометрических размеров магнонных волноводов или пространственной вариации внешних магнитных полей.

Большинство схем, основанных на магнонной логике, намагничены в плоскости, что накладывает ограничения на маршрутизацию сигналов, поскольку магнонные сети ограничены одним функциональным уровнем, имеют критическую длину распространения сигнала и большую площадь устройства [9]. Изготовление структур с вертикальным транспортом спин-волнового сиг-



САДОВНИКОВ
Александр
Владимирович
Саратовский национальный
исследовательский
государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского



МАРТЫШКИН
Александр
Александрович
Саратовский национальный
исследовательский
государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

нала позволяет создавать трехмерные магнотонные сети с большим количеством функциональных блоков в меньшем объеме. На пути к увеличению количества функциональных элементов в МС оказывается важным изучить механизмы, ответственные за перенос СВ в многоуровневых топологиях МС на основе трехмерных структур [10].

В работе разработаны и исследованы варианты реализации межуровневого спин-волнового транспорта между параллельными слоями МС на основе квазидвумерных и трехмерных магнотонных структур в латеральных и вертикальных топологиях. С помощью численных исследований выявлены особенности передачи спин-волнового сигнала при ортогональном сочленении волноведущих секций. Показано, что на основе эффекта трансформации типов СВ в нерегулярной области волноведущей структуры возможно эффективное управление спин-волновым транспортом путем отклонения угла намагничивания структуры. Показана эффективная селекция спин-волнового сигнала с помощью изменения воздушного зазора в области сочленения волноведущих магнитных полосок. Предложенный элемент межсоединения функциональных блоков многослойных МС также позволяет реализовывать функциональную обработку информационных сигналов (частотную фильтрацию и фазовую коррекцию) при передаче сигнала между параллельными слоями МС.

Численные и экспериментальные методы

Распространение спиновых волн через различные структуры было смоделировано с помощью микромагнитного моделирования в программе MuMax3 [11], основанной на численном решении уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) $\frac{dM}{dt} = -\gamma [H_{\text{eff}} \cdot M] + \frac{\alpha}{M_s} [M \cdot \frac{dM}{dt}]$, которое описывает прецессию вектора намагниченности M в эффективном магнитном поле, где H_0 – внешнее магнитное поле, H_{demag} – размагничивающее поле, H_{ex} – обменное поле и H_a – поле

анизотропии. Микромагнитные расчеты позволяют численно решить проблему возбуждения и распространения спиновых волн в нерегулярной магнитной микроструктуре. В ходе построения модели предполагается допущение, что магнитокристаллическая анизотропия ЖИГ пренебрежимо мала по сравнению с анизотропией формы, поэтому $H_a = 0$. Хорошо известно, что анизотропия формы играет решающую роль в переносе спиновых волн вдоль магнотонного изгиба [12]. Обменная константа для YIG составляла $A_{\text{ex}} = 3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, а безразмерный параметр затухания был равен $\alpha = 10^{-5}$. Чтобы уменьшить отражения СВ от границ расчетной области, мы ввели поглощающие слои с экспоненциально убывающим коэффициентом затухания α в начале входного и в конце выходного участков волноведущей структуры. Источники возбуждения и регистрации спин-волнового сигнала располагались непосредственно рядом с областями затухания на концах волноводов. Тонкие пленки ЖИГ демонстрируют три типа магнитостатических спиновых волн, а именно магнитостатические поверхностные спиновые волны (ПМСВ), прямые объемные магнитостатические спиновые волны (ПОМСВ) и обратные объемные магнитостатические спиновые волны (ООМСВ), дисперсионные соотношения которых заметно отличаются друг от друга [13].

В данной работе предложена конфигурация структуры и внешнего магнитного поля, с помощью которых можно эффективно возбудить ПМСВ или ООМСВ. Условие, приводящее к возбуждению и распространению ПМСВ в плоскости магнитной пленки, связано с поперечной намагниченностью волноводной структуры и спин-волновым сигналом, распространяющимся в направлении, перпендикулярном приложенному магнитному полю. Этот тип спиновых волн характеризуется положительной групповой скоростью $\frac{df}{dk} > 0$, где k – число волны. И наоборот, ООМСВ распространяются коллинеарно с приложенным магнитным полем с отрицательным наклоном дисперсии и, следовательно, отрицательной групповой скоростью, $\frac{df}{dk} < 0$ [13]. ООМСВ возбуждаются, когда намагниченность волноводной структуры направлена вдоль длинной оси, при этом распространение спиновых волн коллинеарно направлению намагниченности. Следует понимать, что в большинстве практических экспериментальных систем толщина пленки намного меньше длины волны СВ, и поэтому распределение амплитуды волны по толщине пленки приблизительно равномерно.

Однородное внешнее магнитное поле H_0 было приложено параллельно оси x на протяжении всех измерений и расчетов. Следовательно, СВ, распространяющиеся в секции А, были обратно-объемными магнитостатическими спиновыми волнами (ООМСВ), а распространяющиеся в секциях В и С – поверхностными магнитоста-

тическими спиновыми волнами (ПМСВ) [14]. Входной СВ-сигнал в области микрополосковой антенны создавался путем приложения вдоль оси z непрерывного волнового магнитного поля $b(t)=b_0\sin(2\pi ft)$ с частотой f . Полученные пространственно-разрешенные массивы данных для динамических компонент намагниченности $m(x,y,z)$ были использованы для построения двумерных карт распределения интенсивности СВ.

Для расчета спектральных характеристик спиновых волн, распространяющихся по волноводам, для каждой структуры были определены области входной и выходной антенн. Для возбуждения спиновых волн прикладывалось широкополосное динамическое магнитное поле $b_z(t)=b_0\text{sinc}(2\pi f_c t)$ с частотой среза $f_c=6$ ГГц и амплитудой $b_0=10$ мЭ. Динамическая намагниченность регистрировалась в области выходной антенны с шагом по времени 75 фс для общей продолжительности 300 нс. Спектральная плотность мощности выходного сигнала $P_{\text{out}}(f)=20\log_{10}|\theta(m_{\perp})|$ была построена из временных рядов, полученных в этих секциях, с помощью преобразования Фурье, где θ – оператор преобразования Фурье, а m_{\perp} – внеплоскостная компонента динамической намагниченности.

Для расчета эффективных дисперсионных характеристик использовался метод двумерного преобразования Фурье. Спиновые волны возбуждались тем же широкополосным динамическим магнитом, который был описан в предыдущем разделе. Ширина антенны составляла $\delta H=50$ мкм. При таких размерах можно предположить, что переменное магнитное поле источника имеет равномерное распределение по толщине пленки ЖИГ. Вдоль центра волноводной секции регистрируется изменяющееся во времени поведение намагниченности $m_i = \int_V m(x,y,z, \Delta i) dV$, где V – объем секции области, дискретизированный временной шаг $\Delta(t)=75$ нс и длительность $T=600$ нс. Используя двумерное преобразование Фурье, можно получить двумерную карту распределения величины $D(k,f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \theta_2[m(x,y,z,t)]^2$ где k – число волн, θ_2 – оператор двумерного преобразования Фурье, i – номер ячейки и $N=256$ – число ячеек вдоль центральной секции волновода. Карта $D(k,f)$ является квадратичным модулем амплитуды намагниченности и позволяет восстановить эффективные дисперсионные характеристики для спин-волновых мод в волноводах. В плоскости (f,k) можно также определить локальные максимумы величины $D(k,f)$, физически соответствующие модам ширины n -го порядка [15] с поперечными волновыми числами $K_{\text{eff}} = n \frac{\pi}{w}$.

Также были получены S-параметры с помощью векторного сетевого анализатора. Амплитудно-частотные и эффективные дисперсионные характеристики были получены по частотной зависимости абсолютного значения и аргумента коэффициента S_{21} в случае, когда возбуждение и детектирование сигнала осуществля-

лось с помощью микрополосковой антенны.

Ортогонально сочлененные трехмерные волноведущие структуры

На рис. 1 показана исследуемая трехмерная структура из трех ортогонально сочлененных между собой микрополосководов (A, B, C). Ширина каждой секции составляет $w=500$ мкм, длина $l_1=l_2=l_3=2500$ мкм. Исходная структура может быть представлена в виде последовательного соединения двух парциальных систем A–B в плоскости xy и B–C в плоскости xz , помещенных во внешнее однородное магнитное поле, $H_0 = 1200$ Э, направленное вдоль оси y . Такая конфигурация микрополосководов и внешнего магнитного поля H_0 обеспечивает условия для распространения обратно объемной спиновой волны (ООСВ) в секции A и поверхностной спиновой волны (ПСВ) [3] в секциях B и C.

Микромагнитное моделирование, основанное на решении уравнения ЛЛГ, включает решение двух задач: статической (распределение внутренних статических магнитных полей в структуре) и динамической (распространение спин-волновых возбуждений).

Из решения статической задачи получено пространственное распределение внутреннего статического магнитного поля $H_{\text{int}} = H_0 + H_{\text{demag}}$ в системе волнопроводов при различных углах отклонения φ и β (φ задает отклонение поля в плоско-

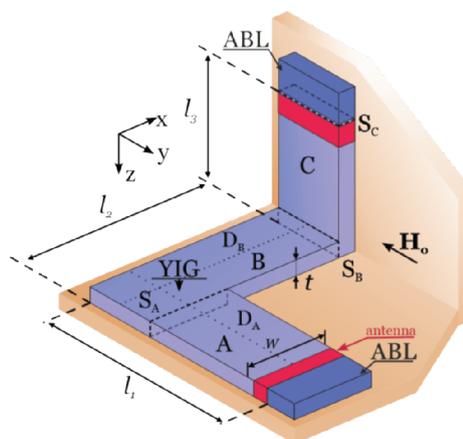


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

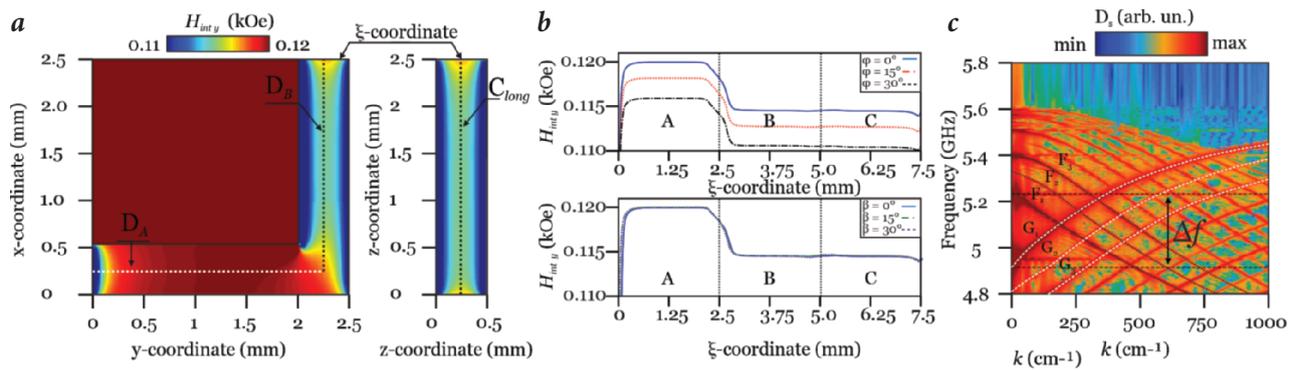


Рис. 2. Распределение внутреннего магнитного поля в сечениях А, В и С (а). Внутреннее поле $H_{int,y}(\xi)$ при отклонении H_0 от оси x в плоскости xy и от оси x в плоскости xz (b) на $\varphi=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ и $\beta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$. Дисперсионные характеристики (c) волноведущих сечений А и В.

сти xy, β в плоскости xz) внешнего магнитного поля H_0 относительно оси x . На рис. 2а представлены распределения y -компоненты поля H_{int} в сечениях А–В и С соответственно при ориентации поля H_0 вдоль оси y ($\varphi = \beta = 0^\circ$). В сечении А внутреннее поле H_{int} практически совпадает по величине с H_0 , так как в этом случае намагничивание происходит по длинной стороне сечения ($l > w$) и y -компонента поля размагничивания H_{demag} мала. В сечениях В и С намагничивание происходит вдоль коротких сторон сечений, влияние полей размагничивания существенно и внутренние поля меньше внешнего на величину порядка 50 Э. Отметим, что уменьшение величины внутренних полей в сечениях В и С микроволноводов приводит к смещению характерных частот начала спектра СВ $f_0 \approx \gamma \sqrt{H_{int}(H_{int} + 4\pi M_S)}$ вниз относительно аналогичных частот спектра в сечении А.

Рассмотрим трансформацию профиля внутреннего магнитного поля в сечениях структуры при изменении углов ориентации φ и β внешнего магнитного поля. Для удобства представления результатов введем координату ξ как длину кривой, проведенной вдоль продольных осей сечений от входного к выходному сечениям структуры. На рис. 2b представлена зависимость внутреннего поля $H_{int}(\xi)$ при различных углах отклонения внешнего магнитного поля H_0 . Отклонение H_0 в плоскости xy приводит к уменьшению внутренних полей во всех сечениях системы при сохранении величины. Отклонение H_0 в плоскости xz практически не влияет на величину внутреннего магнитного поля H_{int} в сечениях структуры. Таким образом, управление внутренними магнитными полями рассматриваемой структуры происходит наиболее эффективно при изменении направления внешнего магнитного поля в плоскости xy .

Для исследования характеристик распространения СВ в системе волноводов задавались области, выполняющие роль излучающих и приемных спиновых антенн. Для уменьшения отражений СВ от границ волноводов в численном моделировании были введены регионы ABL (absorbing boundary layers, рис.1) с увеличиваю-

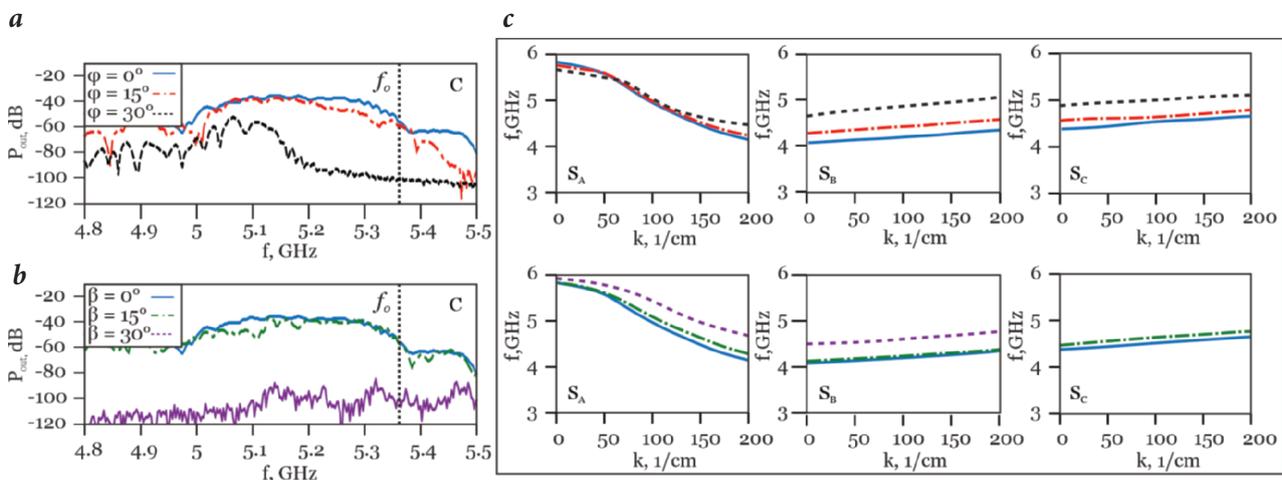


Рис. 3. Частотный коэффициент передачи мощности выходного сигнала при отклонении внешнего поля на угол φ (а): 0° (синий, сплошная), 15° (красный, пунктирная), 30° (зеленый, штрихпунктирная) в плоскости xy ; β (b): 0° (синий, сплошная), 15° (зеленый, пунктирная), 30° (фиолетовый, штрихпунктирная) в плоскости xz . Расчет эффективных волновых чисел в сечениях S_A, S_B, S_C при углах φ и β (c).

щимся в геометрической прогрессии параметром диссипации $\alpha=10^{-5}-1$.

Во входной секции микроволновода А была расположена излучающая антенна шириной 50 мкм и длиной, равной ширине волновода. В областях S_A, S_B, S_C , выполняющих роль приемных антенн, были получены дискретные временные реализации для компонент высокочастотной намагниченности, ориентированных перпендикулярно плоскостям волнопроводов. По временным реализациям с помощью дискретного преобразования Фурье были получены спектральные плотности мощности колебаний намагниченности при различных ориентациях однородного внешнего магнитного поля H_0 относительно исследуемой структуры: $P_{out}(f) = 20 \log_{10} |\Phi(m)|$, где Φ – оператор дискретного преобразования Фурье.

Распространение СВ анизотропно по своей природе и обладает дисперсией, существенно зависящей от взаимной ориентации намагниченности и вектора равновесной намагниченности [2]. В безграничной пленке ООСВ и ПСВ имеют различный частотный диапазон существования, разделенный частотой f_0 . Нарушение трансляционной симметрии в поперечно-ограниченной волноведущей структуре приводит к изменению внутренних полей, что позволяет наблюдать эффекты трансформации типов СВ. При этом для СВ образуется волноведущий канал с шириной $w_{eff} = w[p/(p-2)]$, где $p(\theta) = \frac{2\pi}{\theta(1+2\ln(\frac{1}{\theta}))}$ – параметр, определяющий крутизну профиля канала, вид функции Φ при этом определяется из численного расчета статического распределения внутреннего магнитного поля.

На полученной карте дисперсионных характеристик можно видеть частотную область $\Delta(f)$, в которой могут одновременно сосуществовать два типа волн – ООСВ и ПСВ. Кривыми F_n и G_n ($n=1, 2, 3$) отмечены ширинные моды для волн, распространяющихся в секциях А и В вдоль оси y и x соответственно.

На рис. 3а, б показаны результаты расчета частотного коэффициента передачи мощности выходного сигнала в выходном сечении S_C при углах φ и β соответственно. Видно, что отклонение внешнего подмагничивающего поля существенно влияет на мощность детектируемого сигнала при $\varphi=30^\circ$, а в случае отклонения на угол $\beta=30^\circ$ детектируемый сигнал почти не проходит секцию С. В то же время при $\varphi=15^\circ$ и $\beta=15^\circ$ можно наблюдать лишь небольшие провалы (<10 дБ) во всем рассматриваемом диапазоне частот.

На рис. 3с показан результат расчета эффективных волновых чисел в диапазоне частот возбуждения ООСВ и ПСВ, где ($\alpha=x, y, z$) фазовый сдвиг СВ, который происходит на длине L между входом и выходом в секции, $\psi_s(f)$ – начальная фаза источника СВ. Видно, что в секции А возбуждаемый тип волны (ООСВ) приводит к зависимости $k_{eff}(f)$, которая качественно совпадает с дисперсионной зависимостью для мод ООСВ F_n , рассчитанных для входной секции (рис. 2с). Однако для секций В и С видно, что набег фазы и эффективное волновое число начинают увеличиваться с ростом частоты, что соответствует случаю ПСВ, при этом увеличение величины угла подмагничивания приводит к увеличению набегу фазы.

Для создания Т-образной структуры с ортогональным сочленением двух секций J_{1-3} и J_2 в качестве магнитных микроволнопроводов (рис. 4а)

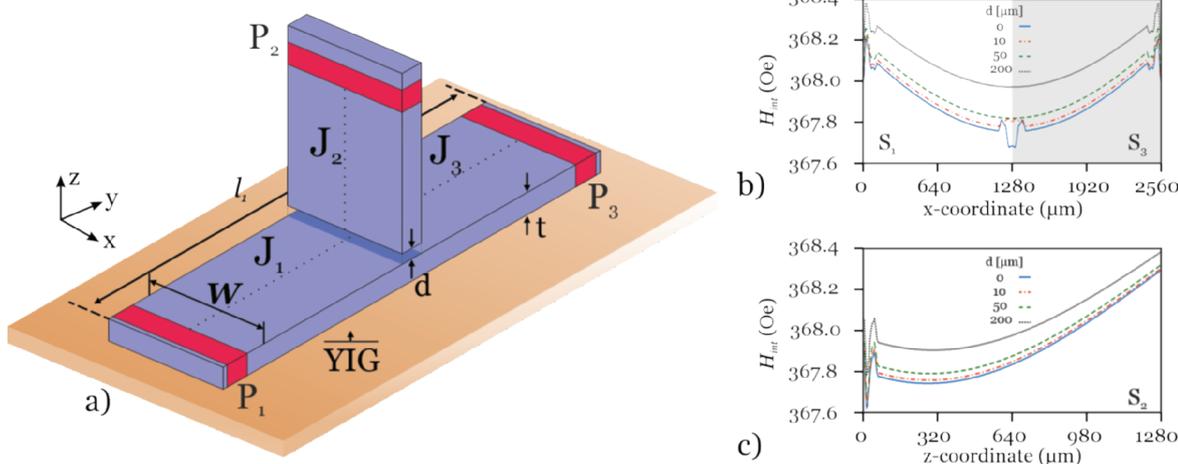


Рис. 4. Схематическое изображение исследуемой структуры (а). Распределение внутреннего магнитного поля H_m в структуре с зазором в области сочленения $d=0, 10, 20, 50, 200$ мкм (б) в центральном сечении волновода $S_{1,3}$, (с) в центральном сечении волновода S_2 .

использовались тонкие пленки ЖИГ $[Y_3Fe_2(FeO_4)_3(111)]$ толщиной 10 мкм, шириной $w=500$ мм и намагниченностью насыщения $4\pi M_s=1750$ Г. Безразмерный параметр диссипации полагался равным $\alpha=10^{-5}$, а обменная жесткость $A_{ex}=3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см. Исследуемая структура может быть представлена в виде Т-образной волноведущей системы, представляющая собой две магнитные полосы, образующие три спин-волновых канала длиной $J_1=J_2=J_3=1280$ мкм, помещенных во внешнее однородное магнитное поле $H_0=370$ Э, направленное вдоль оси y (рис. 1а).

Распределение намагниченности H_{int} , полученное из решения статической задачи в сечении волноведущих секций $J_{1,3}$ и J_2 , представлено на рис. 4б, с соответственно. Видно, что внутреннее поле H_{int} практически совпадает по величине с H_0 , что обеспечивает эффективное возбуждение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) во всей структуре.

Был проведен расчет спектральной плотности мощности выходного сигнала в областях, обозначенных микрополосковыми антеннами ($P_{1,2,3}$) на рис. 4. При использовании Фурье-преобразования были построены спектральные плотности мощности сигнала $P_2(f)$, $P_3(f)$ для ширин воздушного зазора $d=0, 10, 50, 200$ мкм при возбуждении спин-волнового сигнала в порте P_1 (рис. 5). Детектирование сигнала в области порта P_2 демонстрирует спектр ПМСВ с провалами, связанными с поворотом спин-волнового сигнала в области сочленения секции J_2 (рис. 5а). Уменьшение воздушного зазора между секциями увеличивает амплитуду детектируемого на порте P_2 сигнала. Спектральная плотность мощности, полученная на порте P_3 , соответствует спектру ПМСВ. Множественные резонансные особенности P_3 возникают из-за потери мощности при возбуждении СВ сигнала в секции J_2 .

Методом микроволновой спектроскопии было проведено экспериментальное исследование спин-волно-

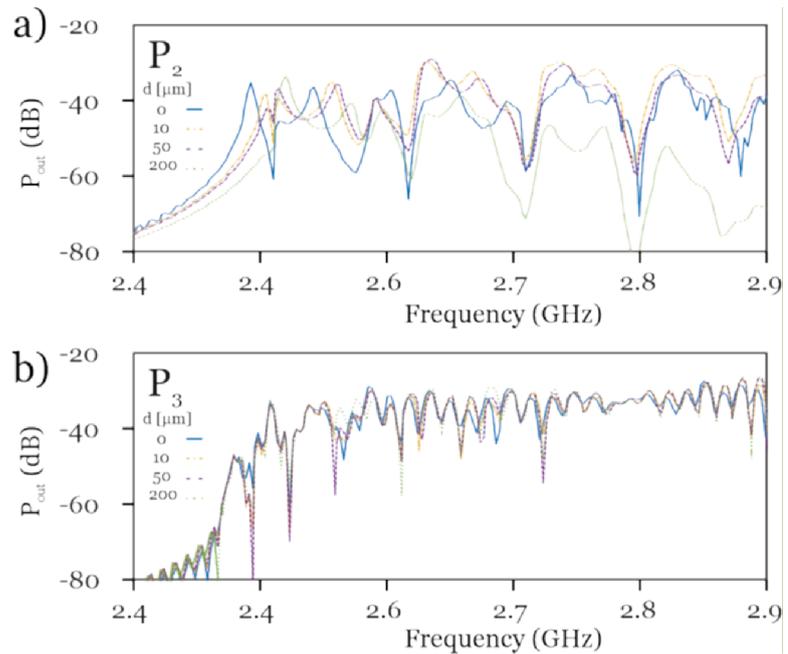


Рис. 5. Спектральные плотности мощности спин-волнового сигнала, полученные в области P_2 (а) и P_3 (б) в зависимости от величины воздушного зазора d .

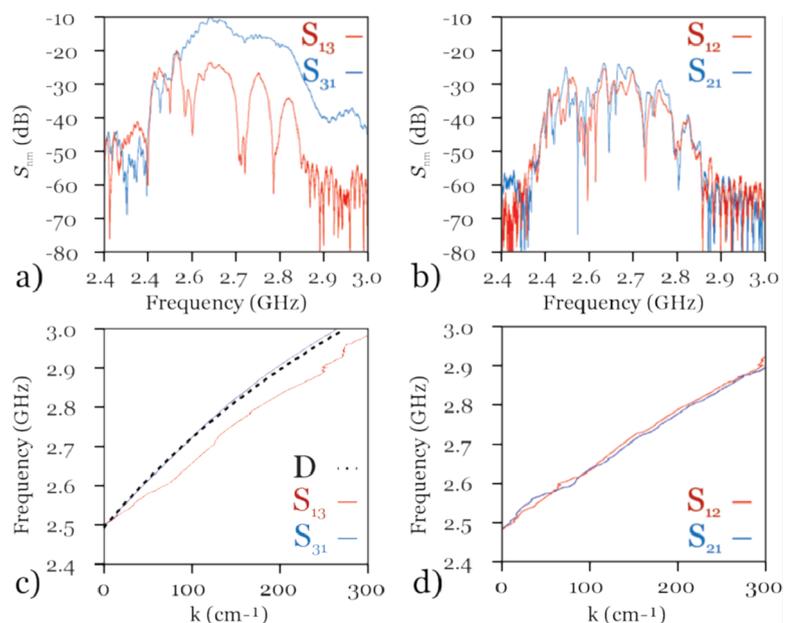


Рис. 6. Частотная зависимость модуля коэффициентов S_{nm} в секциях $J_{1,3}$ (а) и $J_{1,2}$ (б). Расчет эффективных волновых чисел S_{nm} в секциях $J_{1,3}$ (с) и $J_{1,2}$ (д).

вого транспорта в изготовленной структуре путем использования микрополосковой линии передачи. С помощью метода лазерного скрайбирования из пленки железо-иттриевого граната были изготовлены магнитные полосы на подложке из галлий-гадолиниевого граната $[(GGG)Gd_3Ga_5O_{12}(111)]$ толщиной 500 мм. Длина горизонтальных секций в экспериментальном исследовании составляла $J_1=J_2=J_3=3000$ мм. Возбуждение СВ осуществлялось с помощью микрополосковой антенны толщиной 1 мм и шириной 30 мм. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле,

$H_0=370$ Э, ориентированное вдоль оси x для эффективного возбуждения ПМСВ.

При этом было проведено измерение матрицы S -параметров с помощью векторного анализатора цепей. Результаты измерения приведены на *рис. 6*, где показан модуль коэффициентов S_{nm} , соответствующих приему сигнала на микрополосковых преобразователях P_n ($n=1, 2, 3$) при возбуждении СВЧ-сигнала на одном из микрополосков P_m ($m=1, 2, 3$). На *рис. 6a* показана частотная зависимость модуля коэффициентов S_{31} (сплошная) и S_{13} (штриховая), соответствующие возбуждению сигнала в порте P_1 и P_3 и детектированию сигнала на порте P_3 и P_1 соответственно. Видно, что при генерации сигнала в порте P_3 частотная зависимость соответствует ПМСВ и сигнал выше на 15 дБ, чем при генерации сигнала на P_1 . Такое падение сигнала связано с распространением сигнала по стороне магнитной полоски, к которой присоединена вертикальная секция J_2 . Возбуждение СВ-сигнала на портах P_2 и P_1 при детекции на портах P_1 и P_2 (*рис. 6b*) демонстрирует отсутствие невзаимности распространения СВ из-за одинакового отбора мощности секцией J_2 и позволяет получать частотную зависимость модуля коэффициентов S_{21} (сплошная) и S_{12} (штриховая) амплитудой до -30 дБ.

На *рис. 6c, d* показан результат расчета волновых чисел в диапазоне частот возбуждения ПМСВ, где фазовый сдвиг СВ, который происходит на длине L между входом P_n и выходом P_m в секции. Видно, что в секции J_{1-3} (сплошная) возбуждаемый тип волны (ПМСВ) приводит к зависимости $f(k)$, которая качественно совпадает с дисперсионной зависимостью для мод ПМСВ, показанной на *рис. 6c* пунктирной линией D , полученной аналитически [19]. Однако для S_{31} (штриховая) видно, что набег фазы и эффективное волновое число начинают отличаться от ПМСВ, что связано с распространением сигнала по стороне магнитной полоски, к которой присоединена вертикальная секция J_2 . Зависимость $k_{\text{eff}}(f)$ для случая S_{12} (сплошная) и S_{21} (штриховая) также качественно совпадает с дисперсионной характеристикой ПМСВ (*рис. 3d*).

Заключение

Таким образом, при использовании методов микромагнитного моделирования для расчета равновесного распределения намагниченности мы показали возможность трансформации профиля и величины внутреннего магнитного поля при ортогональном сочленении магنونных микроволноводов. С помощью расчета характеристик спин-волнового транспорта было продемонстрировано, что в трехмерной структу-

ре, образованной двумя L-образными парциальными секциями, возможна передача СВ, сопровождающаяся одновременным преобразованием типа волны из обратной объемной в поверхностную ввиду нарушения трансляционной симметрии в волноведущей магنونной структуре. При этом вариация угла подмагничивания приводит к трансформации профиля внутреннего магнитного поля ввиду анизотропии формы и в связи с этим к изменению амплитуды и фазы сигнала в выходной секции структуры. Последнее обусловлено нарушением трансляционной симметрии и, как следствие, трансформации одного типа магностатических волн в другой. Показано, что в трехмерной структуре, образованной двумя магнитными полосками, возможна передача СВ в вертикальном направлении при T-образном сочленении, что подтверждают экспериментальные результаты. Показано, что при изменении величины воздушного зазора между спин-волноведущими секциями оказывается возможным осуществлять пространственно-частотную селекцию сигнала.

Предложенные структуры позволяют осуществлять пространственно-частотную селекцию спин-волновых сигналов, что делает их использование перспективным в качестве функциональных элементов межсоединения в многослойных системах обработки информации. При этом на основе последовательного сочленения магنونных волноводов как в латеральной, так и в вертикальной плоскостях можно увеличивать плотность расположения функциональных элементов магنونной сети.

Проектирование топологий трехмерных магنونных сетей выполнено в рамках проекта РФФИ №18-29-27026, проведение численных расчетов характеристик спиновых волн, распространяющихся в продольно-нерегулярных ЖИГ-микроструктурах, выполнено в рамках проекта РНФ №23-79-30027.

Литература

1. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler
J. Phys. D: Appl. Phys., 2010, **43**(26), 264001.
DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/260301.
2. A.G. Gurevich, G.A. Melkov
Magnetization Oscillations and Waves, USA, FL, Boca Raton, CRC-
Press, 1996, 456 pp.
3. A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands
Nat. Phys., 2015, **11**(6), 453. DOI: 10.1038/nphys3347.
4. D. Stancil, A. Prabhakar
Spin Waves: Theory and Applications, USA, NY, New York, Springer-
Verlag, 2009, 360 pp. DOI: 10.1007/978-0-387-77865-5.
5. A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang
J. Phys. D: Appl. Phys., 2010, **43**(26), 264005.
DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264005.
6. A. Ustinov, Y. Fetisov, G. Srinivasan
Tech. Phys. Lett., 2008, **64**, 593. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0622.
7. A.V. Sadovnikov, V.A. Gubanov, S.E. Sheshukova,
Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov
Phys. Rev. Appl., 2018, **9**(5), 051002.
DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.051002.
8. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova,
Y.P. Sharaevskii, A.A. Serdobintsev, D.M. Mitin, S.A. Nikitov
Phys. Rev. Lett., 2018, **120**(25), 257203.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.257203.
9. M.T. Niemier, G.H. Bernstein, G. Csaba, A. Dingler, X.S. Hu,
S. Kurtz, S. Liu, J. Nahas, W. Porod, M. Siddiq, E. Varga
J. Phys.: Condens. Matter, 2011, **23**(49), 493202.
DOI: 10.1088/0953-8984/23/49/493202.
10. E. Beginin, A. Sadovnikov, V. Sakharov, A. Stognij,
Y. Khivintsev, S. Nikitov
J. Magn. Magn. Mater., 2018, **492**(6), 165647.
DOI: 10.1016/j.jmmm.2019.165647.
11. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen,
F. Garcia-Sanchez, B. Waeyenberge
AIP Adv., 2014, **4**(10), 107133.
DOI: 10.1063/1.4899186.
12. A.V. Sadovnikov, C.S. Davies, V.V. Kruglyak, D.V. Romanenko,
S.V. Grishin, E.N. Beginin, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov
Phys. Rev. B, 2017, **96**, 060401(R).
DOI: 10.1103/PhysRevB.96.060401.
13. A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands
J. Phys. D: Appl. Phys., 2010, **43**(26), 264002.
DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264002.
14. R. Damon, J. Eschbach
J. Phys. Chem. Solids, 1961, **19**(3-4), 308.
DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
15. T.W. O'Keeffe, R.W. Patterson
J. Appl. Phys., 1978, **49**(9), 4886. DOI: 10.1063/1.325522.

English

Functional Interconnections Based on Quasi-Dimensional and Three-Dimensional Magnon Structures in Lateral and Vertical Topologies*

Alexander V. Sadovnikov
Saratov State University
83 Astrakhanskaya Str.,
Saratov, 410012, Russia
sadovnikovav@gmail.com

Aleksandr A. Martyshkin
Saratov State University
83 Astrakhanskaya Str.,
Saratov, 410012, Russia
aamartyshkin@gmail.com

Abstract

The mechanism of controlling spin-wave signal transmission in three-dimensional magnon structures formed by orthogonal joining of magnetic strips of iron-yttrium garnet are investigated. It is shown that control of spin wave propagation is possible by changing the direction of external magnetic field. Changing the value of air gap between spin-wave sections makes it possible to control the selection of signal propagating in the output sections of the structure. The use of structures with broken translational symmetry opens up new possibilities for the formation of multilayered magnon network topologies and the miniaturization of computing devices based on magnonics principles.

Keywords: spin waves, magnonics, 3D interconnections, micromagnetic modeling.

*The work was financially supported by RFBR (project 18-29-27026).

Images & Tables

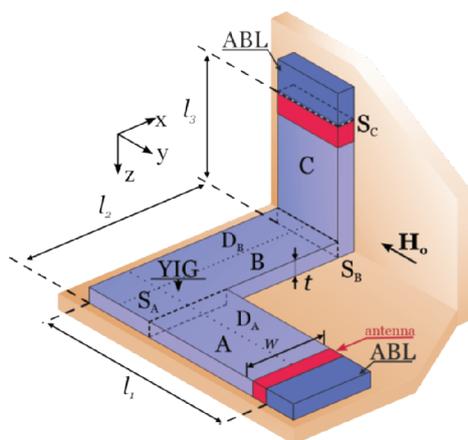


Fig. 1. Schematic illustration of the structure.

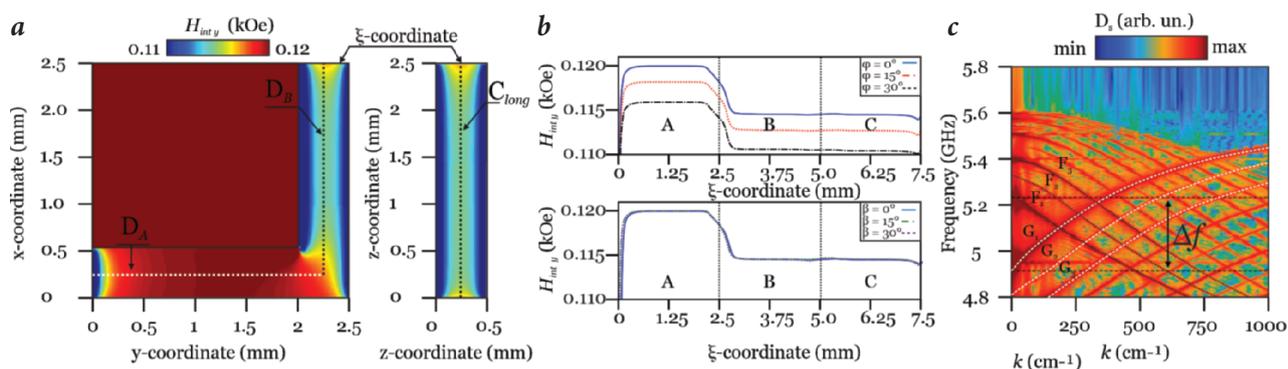


Fig. 2. Distribution of the internal magnetic field in sections A, B and C (a). Internal field \$H_{int y}(\xi)\$ when \$H_0\$ angle of deviation from the \$x\$-axis in the \$xy\$ plane and from the \$x\$-axis in the \$xz\$ plane (b) by \$\phi=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ\$ and \$\beta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ\$. Dispersion characteristics (c) of waveguide sections A and B.

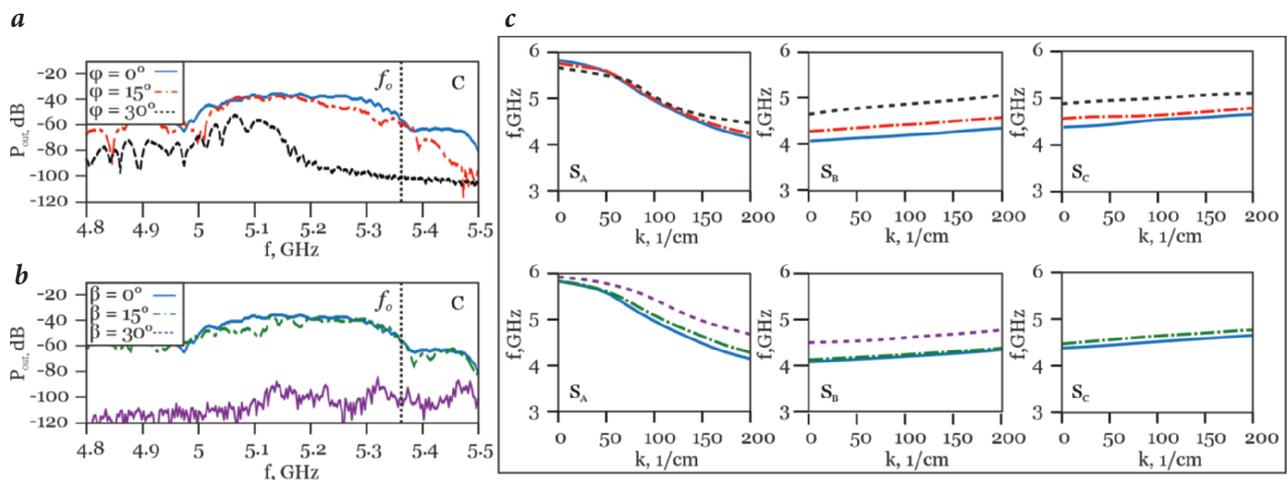


Fig. 3. Frequency coefficient of the output signal power when the external field is deviation by an angle \$\phi\$ (a): \$0^\circ\$ (blue, solid), \$15^\circ\$ (red, dashed), \$30^\circ\$ (green, dashed) in \$xy\$ plane; \$\beta\$ (b): \$0^\circ\$ (blue, solid), \$15^\circ\$ (green, dashed), \$30^\circ\$ (purple, dashed) in \$xz\$ plane. Calculation of effective wave numbers in sections \$S_A, S_B, S_C\$ at angles \$\phi\$ and \$\beta\$ (c).

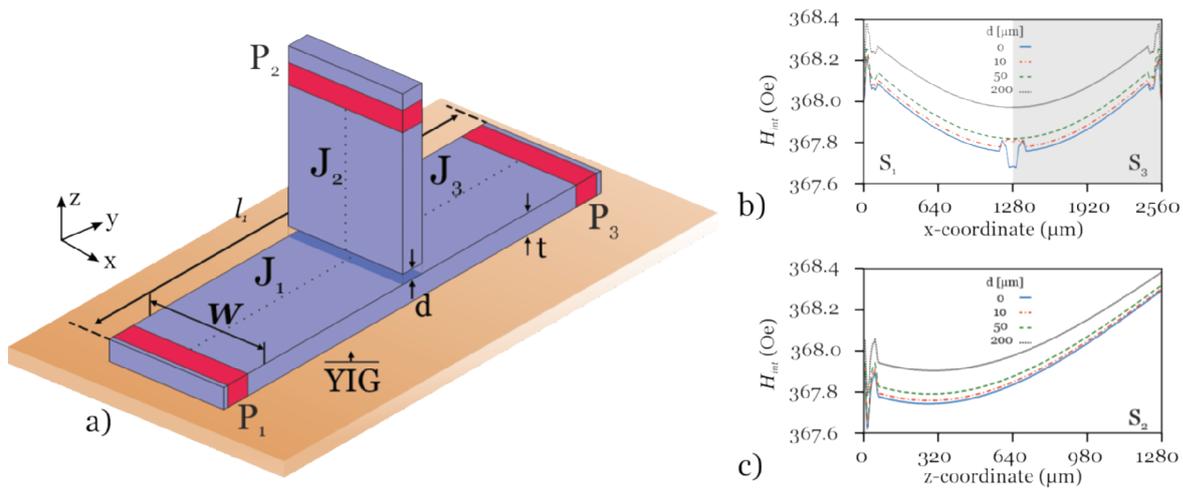


Fig. 4. Schematic illustration of the structure (a). Distribution of internal magnetic field H_{int} in the structure with gap in the junction area $d=0, 10, 20, 50, 200$ mm (b) in the central cross section of waveguide $S_{1,3}$ (c) in the central cross section of waveguide S_2 .

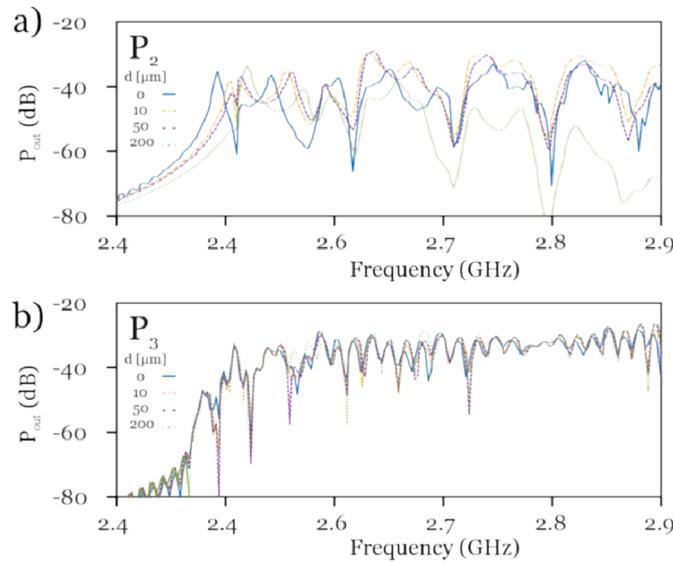


Fig. 5. Spectral power densities of the spin-wave signal obtained in (a) P_2 and (b) P_3 as a function of the air gap d .

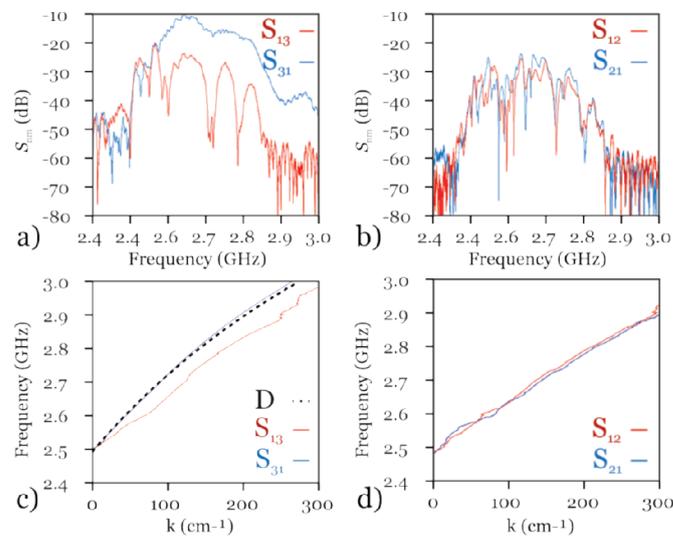


Fig. 6. Frequency dependence of the modulus of S_{nm} coefficients in sections $J_{1,3}$ (a) and $J_{1,2}$ (b). Calculation of effective wave numbers S_{nm} in sections $J_{1,3}$ (c) and $J_{1,2}$ (d).

References

1. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler
J. Phys. D: Appl. Phys., 2010, **43**(26), 264001.
DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/260301.
2. A.G. Gurevich, G.A. Melkov
Magnetization Oscillations and Waves, USA, FL, Boca Raton, CRC-Press, 1996, 456 pp.
3. A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands
Nat. Phys., 2015, **11**(6), 453. DOI: 10.1038/nphys3347.
4. D. Stancil, A. Prabhakar
Spin Waves: Theory and Applications, USA, NY, New York, Springer-Verlag, 2009, 360 pp. DOI: 10.1007/978-0-387-77865-5.
5. A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang
J. Phys. D: Appl. Phys., 2010, **43**(26), 264005.
DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264005.
6. A. Ustinov, Y. Fetisov, G. Srinivasan
Tech. Phys. Lett., 2008, **64**, 593. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0622.
7. A.V. Sadovnikov, V.A. Gubanov, S.E. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov
Phys. Rev. Appl., 2018, **9**(5), 051002.
DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.051002.
8. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, A.A. Serdobintsev, D.M. Mitin, S.A. Nikitov
Phys. Rev. Lett., 2018, **120**(25), 257203.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.257203.
9. M.T. Niemier, G.H. Bernstein, G. Csaba, A. Dingler, X.S. Hu, S. Kurtz, S. Liu, J. Nahas, W. Porod, M. Siddiq, E. Varga
J. Phys.: Condens. Matter, 2011, **23**(49), 493202.
DOI: 10.1088/0953-8984/23/49/493202.
10. E. Beginin, A. Sadovnikov, V. Sakharov, A. Stognij, Y. Khivintsev, S. Nikitov
J. Magn. Magn. Mater., 2018, **492**(6), 165647.
DOI: 10.1016/j.jmmm.2019.165647.
11. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Waeyenberge
AIP Adv., 2014, **4**(10), 107133. DOI: 10.1063/1.4899186.
12. A.V. Sadovnikov, C.S. Davies, V.V. Kruglyak, D.V. Romanenko, S.V. Grishin, E.N. Beginin, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov
Phys. Rev. B, 2017, **96**, 060401(R).
DOI: 10.1103/PhysRevB.96.060401.
13. A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands
J. Phys. D: Appl. Phys., 2010, **43**(26), 264002.
DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264002.
14. R. Damon, J. Eschbach
J. Phys. Chem. Solids, 1961, **19**(3-4), 308.
DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
15. T.W. O'Keeffe, R.W. Patterson
J. Appl. Phys., 1978, **49**(9), 4886.
DOI: 10.1063/1.325522.