Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 8, с. 526 – 533

Управляемый спин-волновой транспорт в магнонно-кристаллической структуре с одномерным массивом отверстий

А. А. Мартышкин[1], С. А. Одинцов, Ю. А. Губанова, Е. Н. Бегинин, С. Е. Шешукова, С. А. Никитов, А. В. Садовников

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

Поступила в редакцию 22 июля 2019 г.
После переработки 27 августа 2019 г.
Принята к публикации 28 августа 2019 г.

В настоящей работе исследован спин-волновой транспорт в латеральной системе микроволноводов, связанных между собой посредством магнонно-кристаллической структуры с одномерным массивом отверстий. Методом микромагнитного моделирования и экспериментальным методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии исследованы механизмы управления спин-волновым сигналом при касательном намагничивании структуры. Показано, что анизотропия формы в области связи спиновых волн, распространяющихся по изолированным каналам, может эффективно меняться при изменении угла подмагничивания структуры, что позволяет управлять пространственно- и частотно-селективными режимами спин-волнового транспорта. Предложенная структура может быть использована в качестве функционального элемента межсоединений в планарных топологиях магнонных сетей и устройствах параллельной обработки сигнала на их основе.

DOI: 10.1134/S0370274X19200037

В последнее время в связи с развитием технологических процессов изготовления тонких магнитных пленок и дальнейшего микро- и наноструктурирования их поверхности большой интерес представляет исследование спиновых волн (СВ) при их распространении в регулярных и нерегулярных магнонных структурах [1–5]. Новое научное направление в физике конденсированного состояния – магноника [6–8] – ставит своей целью исследование характеристик и методов управления спин-волновым транспортом в различных волноведущих и резонаторных системах в микро- и наномасштабах [12, 13]. Управление свойствами СВ может осуществляться различными способами: путем изменения локальных свойств магнонных структур [1]; вариацией формы спин- волновых структур [11]; путем изменения ориентации и величины поля подмагничивания [12]; путем создания метаповерхностей для распространяющихся СВ [17]; путем использования нелинейных спин-волновых свойств [18]; путем создания периодических структур с периодом, сравнимым с длиной СВ – магнонных кристаллов [15–18].

Формирование запрещенных зон в спектрах СВ позволяет использовать магнонно-кристаллические структуры для частотной фильтрации СВЧ сигналов [23, 24], однако пространственная периодичность магнонных структур может приводить к ряду интересных физических эффектов, таких как возможность управления связью волн в слоистых и латеральных топологиях [21–23], формирование автоколебательных режимов [30], режимов нелинейного распространения спин-волновых сигналов [31, 32]. Одним из методов периодической модуляции свойств магнитных пленок является создание на поверхности пленки сквозных отверстий [27–29]. При этом оказывается возможным управлять спин-волновой динамикой не только за счет Брэгговского отражения СВ от периодической решетки, а также за счет изменения локальной анизотропии вблизи отверстий, например за счет использования решеток вихрей Абрикосова [36]. В настоящей работе исследованы свойства спин-волнового транспорта в новом классе магнонно-кристаллических структур с одномерным массивом отверстий в режиме одновременной пространственной и частотной селекции спиновых волн. Методом микроволновой спектроскопии, Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии и микромагнитного моделирования исследовано управление спин-волновым транспортом в спинволноведущей магнонной структуре с комутацион-

[1]e-mail: aamartyshkin@gmail.com

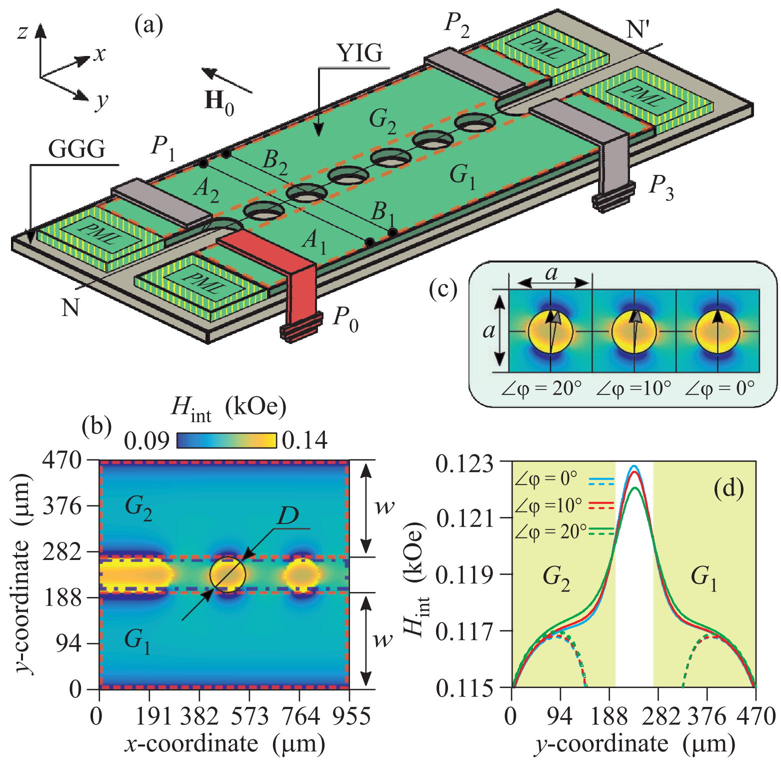

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение исследуемой структуры. (b) – Фрагмент структуры и распределение внутреннего магнитного поля вблизи одномерного массива отверстий. (c) – Распределение внутреннего магнитного поля в области отверстий структуры при отклонении внешнего однородного магнитного поля $\mathbf{H}_0$ от оси y на угол $\varphi = 0,\ 10,\ 20^\circ$. (d) – Распределение внутреннего магнитного поля в сечении A_1A_2 (сплошные) и B_1B_2 (пунктирные) линии при различных значениях угла φ

ной периодической неоднородностью в виде одномерного массива отверстий.

На рисунке 1a показано схематическое изображение исследуемой структуры, образованной двумя магнонными микроволноводами в латеральной конфигурации, разделенными одномерным массивом цилиндрических отверстий диаметром $D = 70$ мкм, расположенными в центральной части вдоль оси симметрии NN' с периодом $a = 150$ мкм. В качестве материала для изготовления исследуемой структуры использовалась монокристаллическая пленка железо-иттриевого граната [$Y_3Fe_2(FeO_4)$, (111)] (ЖИГ, YIG) с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1750$ Гс, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната [$Gd_3Ga_5O_{12}, (111)$] (ГГГ, GGG). Выбор магнитного материала для создания структуры обусловлен рекордно низкими величинами затухания СВ в волноводах на основе пленок ЖИГ [37, 39]. Структура с одномерным массивом отверстий в виде латеральных микроволноводов с отверстиями изготовлена методом лазерной абляции поверхности пленки ЖИГ с помощью волоконного YAG : Nd лазера с $2D$ гальванометрическим сканирующим модулем (Cambridge Technology) импульсами длительностью 100 нс с мощностью в импульсе 50 мкДж. Отверстия на поверхности пленки ЖИГ изготовлены до подложки ГГГ и имеют глубину 10 мкм. Области G_1 и G_2, отмеченные пунктиром, образуют латерально расположенные волноводы шириной $w = 200$ мкм. Расстояние между микроволноводами G_1 и G_2 в области без периодической структуры совпадало с диаметром отверстий D для того, чтобы дипольная связь СВ осуществлялась только в области коммутационной неоднородности.

Для исследования статического распределения намагниченности и динамики распространения СВ было проведено микромагнитное моделирование (ММ) в программе *mumax*[3] [33] на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта [25, 34–36] методом Дормана–Принса [37]:

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

где $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности, $\alpha = 10^{-5}$ – параметр затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{h}_d(\mathbf{r}, t) +$

$\mathbf{h}_{ex}(\mathbf{r},t) + \mathbf{H}_{an}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{\mathrm{ext}}(\mathbf{r},t)$ – эффективное магнитное поле, где $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ – внешнее постоянное магнитное поле, $\mathbf{h}_d(\mathbf{r},t)$ – поле дипольного взаимодействия, $\mathbf{h}_{ex}(\mathbf{r},t)$ – поле обменного взаимодействия, $\mathbf{H}_{an}(\mathbf{r})$ – поле анизотропии, $\mathbf{H}_{ext}(\mathbf{r},t)$ – переменное поле источника, $\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение. Для нивелирования вклада отраженного сигнала от границ расчетной области в численном моделировании были введены регионы PML (*Perfectly Matched Layer*) с уменьшающимся в геометрической прогрессии коэффициентом затухания, схематически изображенные заштрихованными областями на границах каналов $P_{0,1,2,3}$ (рис. 1a).

На рисунке 1b показан результат расчета величины модуля внутреннего магнитного поля $|\mathbf{H}_{\mathrm{int}}(x,y)|$ в области латерально связанных подводящих секций микроволноводов G_1 и G_2 и двух периодов магнонно-кристаллической структуры при внешнем однородном магнитном поле $\mathbf{H_0}$, направленном вдоль оси y. Видно, что размагничивание в области отверстий приводит к сильной неоднородности величины $|\mathbf{H}_{\mathrm{int}}(x,y)|$, что в свою очередь влияет на дипольную связь спиновых волн, распространяющихся вдоль секций G_1 и G_2. Как известно, при таком типе связи в системе, состоящей из двух идентичных микроволноводов, наблюдается интерференция симметричных и анти-симметричных собственных спин-волновых мод латеральной структуры [38], при этом интенсивность спин-волнового сигнала периодически перераспределяется между G_1 и G_2, так что на расстоянии, равном длине связи L_c, мощность сигнала, возбужденного микрополосковым преобразователем в G_1 будет локализоваться в смежном канале G_2 [39].

При вариации угла φ между направлением внешнего магнитного поля $\mathbf{H_0}$ и осью y наблюдается трансформация распределения внутреннего магнитного поля в области массива отверстий (см. рис. 1c). При увеличении угла φ величина внутреннего магнитного поля H_{int}, построенная на линии A_1A_2, показанная сплошной кривой на рис. 1d, увеличивается в центре обоих волноведущих каналов (при $x = 90$ мкм и $x = 380$ мкм), а величина H_{int} на линии B_1B_2 (пунктирная кривая на рис. 1d) уменьшается (при $x = 235$ мкм). Можно отметить также, что распределение внутреннего поля на линии A_1A_2 соответствует случаю двух латеральных ЖИГ микроволноводов, расположенных на расстоянии, равном величине диаметра D в магнонно-кристаллической структуре.

При изменении угла φ будут меняться волновые числа симметричной (k_s) и антисимметричной (k_{as}) моды, а, следовательно, и величина длины связи $L_c = \frac{\pi}{|k_s - k_{as}|}$ [1]. Внутри каждой из областей G_1 и G_2 образуются каналы для распространения СВ, причем из распределений внутреннего поля видно, что путем изменения угла подмагничивания оказывается возможным управлять величиной эффективной ширины канала и эффективного расстояния между спин-волноводными каналами. При этом величина внутреннего поля в центре структуры на линии B_1B_2 при $x = 235$ мкм меняется в диапазоне от 1214 до 1230 Э при изменении угла подмагничивания на 20° (рис. 1d), что позволяет изменять эффективную

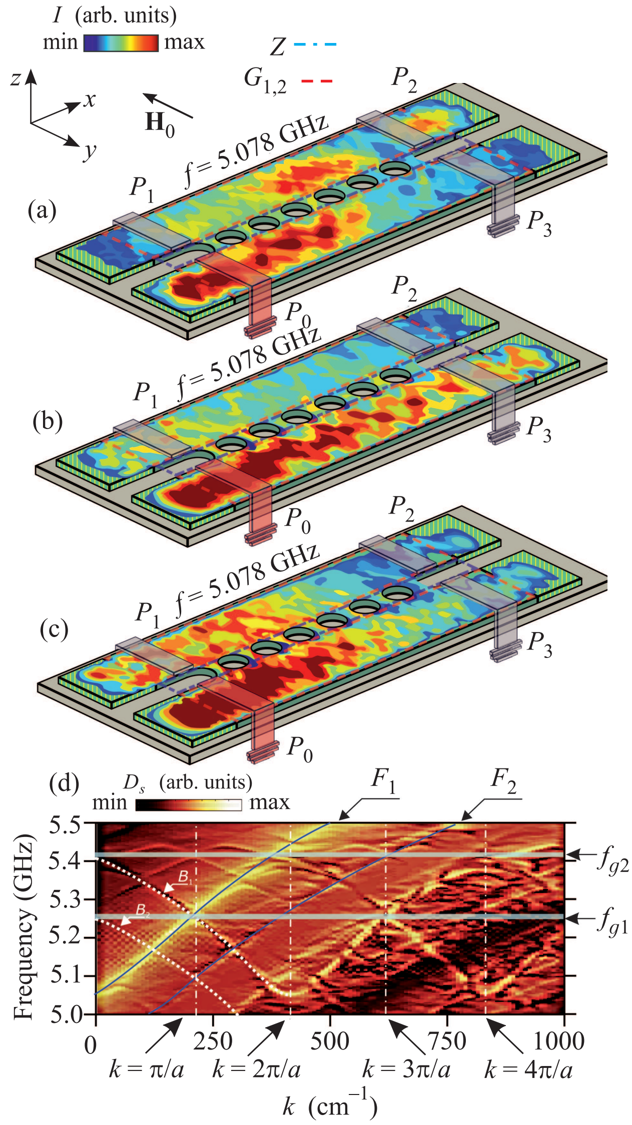

Рис. 2. (Цветной онлайн) Результаты численного моделирования в виде пространственного распределения интенсивности спиновой волны $I(x,z)$ (a)–(c) при различных частотах возбуждения сигнала (указаны на рисунке). (d) – Результат расчета дисперсионных характеристик спиновых волн для падающей и отраженной волн

длину связи СВ, распространяющихся вдоль каналов G_1 и G_2.

Для исследования механизмов управления спин-волновой связью в магнонно-кристаллической структуре была численно решена задача о возбуждении и распространении СВ методом ММ. Для этого структура помещалась во внешнее однородное магнитное поле $H_0 = 1200$ Э, направленное вдоль оси y, для возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) [40, 41]. При этом источник возбуждения спин-волнового сигнала располагался на расстоянии 500 мкм от начала областей с вариацией параметра затухания α. Входной сигнал в области P_0 (см. рис. 1a) задавался в виде: $b_z(t) = b_0 \sin(2\pi f t)$. Для демонстрации режимов работы структуры было проведено численное решение уравнения (1). По полученным распределениям величины динамической намагниченности $\mathbf{m}(x, y, z)$ были построены карты интенсивности динамической намагниченности $I(x, y) = \sqrt{(m_x(x, y)^2 + m_z(x, y)^2)}$, показанные на рис. 2a–c. Видно, что при изменении частоты входного сигнала изменяется длина связи ПМСВ. Так, при частоте равной $f = 5.078$ ГГц (рис. 2a), волна ответвляется в канал P_2. В случае, когда величина длины связи L_c больше или соизмерима с длиной области связи, перераспределение мощности спиновой волны между G_1 и G_2 не происходит и большая часть мощности сигнала локализуется в регионе P_3. Данный режим распространения ПМСВ показан на рис. 2b на частоте $f = 5.21$ ГГц, при этом распределение величины $I(x, y)$ свидетельствует о том, что на выходе P_3 интенсивность сигнала наиболее высока. Эффект одновременной перекачки мощности между каналами G_1 и G_2 и отражения волны от периодической системы наблюдается на частоте $f = 5.428$ ГГц, где видно, что максимум интенсивности ПМСВ локализуется в области P_1 (см. рис. 2c). Таким образом, ММ и построение распределения интенсивности СВ в стационарном режиме при возбуждении системы одночастотным сигналом показывает возможность эффективного управления направлением распространения спиновой волны путем изменения частоты возбуждения сигнала.

Для выявления механизма пространственно-частотной селекции спин-волнового сигнала был проведен расчет эффективных дисперсионных характеристик. На рисунке 2d градациями цвета закодировано двумерное распределение величины:

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

где k_x – продольное волновое число, Θ_2 – оператор двумерного преобразования Фурье, y_i – i-я ячейка и $N = 512$ – количество ячеек вдоль ширины канала G_1. На плоскости (f, k_x) оказывается возможным выделить множество точек, соответствующее локальным максимумам величины $D_s(k_x, f)$, которое представляет собой эффективные дисперсионные характеристики для спин-волновых мод волноведущего канала G_1, при этом на дисперсионной диаграмме можно выделить ширинные моды порядка n с поперечными волновыми числами $k_y = n\frac{\pi}{w}$, отмеченные на рис. 2d кривыми F_n и Φ_n ($n = 1, 2$) для волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении оси x соответственно. Спектр ПМСВ, распространяющейся в магнонно-кристаллической структуре, состоит из чередующихся зон пропускания и непропускания [42]. Зоны непропускания, которые также называют запрещенными зонами, образуются при частотах входного сигнала в случае, когда волновые числа удовлетворяют условию брэгговского резонанса $k = m\frac{\pi}{a}$ ($m = 1, 2, 3...$) [43]. На дисперсионной диаграмме (рис. 2d) можно наблюдать зоны пересечения кривых F_1 и Φ_1, в области волнового числа $k = \frac{\pi}{a}$ и частоты $f_{g1} = 5.25$ ГГц, соответствующей частоте первой Брэгговской зоны магнонно-кристаллической структуры с периодом a. Отметим, что режим ответвления большей части мощности в канал P_1 наблюдается также при частоте $f \sim f_{g1}$ (рис. 2c). В таком режиме распространения сигнал отражается от системы отверстий, при этом вдоль массива возбуждаются волны, распространяющиеся в отрицательном направлении оси x, при этом ввиду дипольной связи волн в латеральной системе волноводов энергия перераспределяется между каналами G_1 и G_2. Таким образом, одновременное влияние эффекта дипольной связи и формирования встречных пространственных гармоник волноведущей структуры позволяет управлять направлением распространения СВ вплоть до разворота ее на 180°.

Экспериментальное исследование спин-волнового транспорта в изготовленной структуре было проведено методом микроволновой спектроскопии – путем использования микрополосковой линии передачи. При этом было проведено измерение S – параметров на векторном анализаторе цепей Agilent Technologies PNA Network Analyzer E8362C. Результат измерения приведен на рис. 3a, где показана частотная зависимость параметров S_{j0}, соответствующих приему сигнала на микрополосковом преобразователе P_j ($j = 1, 2, 3$) при возбуждении сверхвысокочастотного (СВЧ) сигнала микрополоском P_0. Стоит

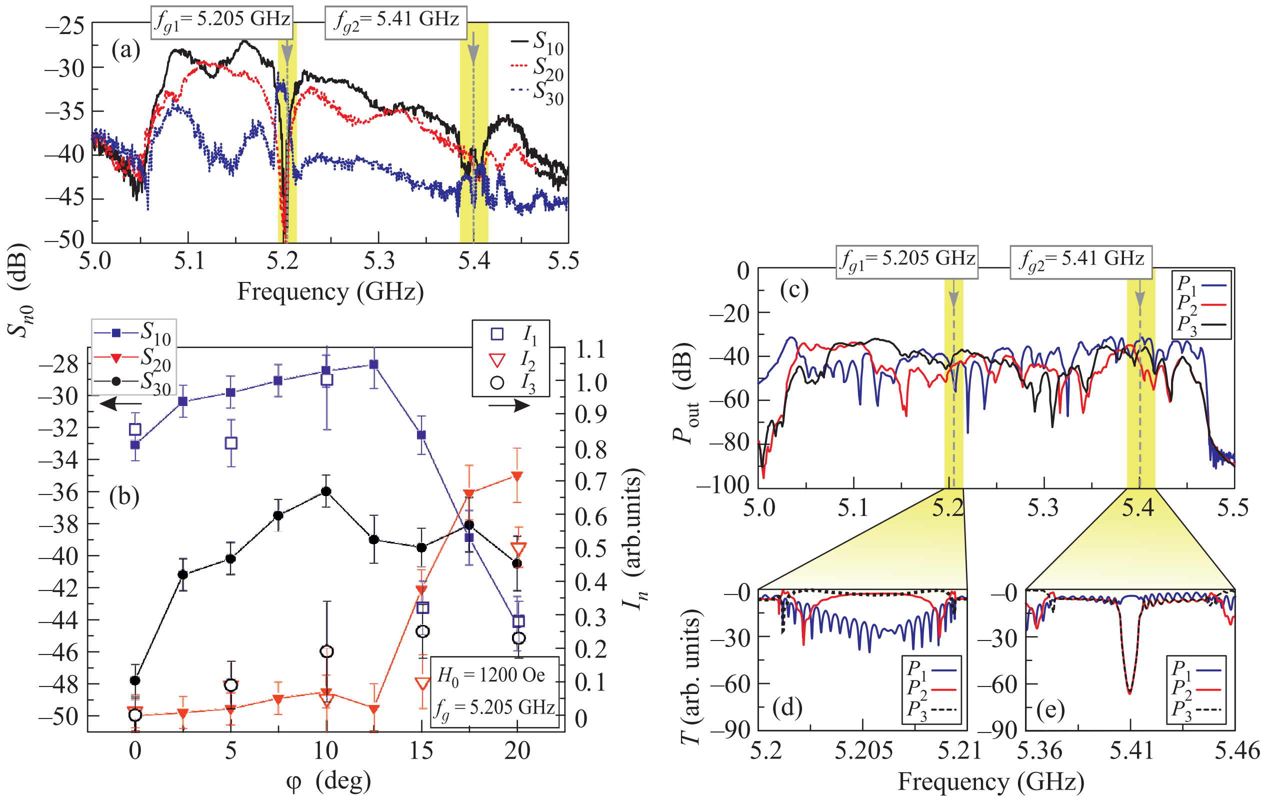

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Частотная зависимость модуля коэффициентов S_{j_0}. (b) – Зависимость модуля коэффициентов S_{j_0} от угла намагничивания. (c) – Частотный спектр спин-волнового сигнала в областях P_1, P_2, P_3. (d)–(e) – Частотная зависимость коэффициента передачи T в областях P_1, P_2, P_3

отметить хорошо выраженный провал на зависимостях S_{20}, S_{30} в области частот, соответствующих волновым числам первой брэгговской зоны. При этом на зависимости S_{10} наблюдается прохождение сигнала, что соответствует результатам микромагнитного моделирования, представленным на рис. 2c. На следующем этапе проводилось исследование трансформации зависимостей S_{j_0} при изменении угла подмагничивания φ. Экспериментальный макет устанавливался на вращающуюся платформу с микрометрической подачей. На рисунке 3b закрытыми символами показаны значения коэффициента S_{j_0} при частоте сигнала 5.205 ГГц, исследованного в полосе непропускания. При этом видно, что при изменении угла φ до значения 20° мощность сигнала в области P_1 падает, а в областях $P_{2,3}$ растет. Дальнейшее исследования управлением спин-волнового транспорта было проведено методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии (МБС) магнитных материалов [44, 45]. При этом зондирующий лазерный луч с длиной волны 532 нм был сфокусирован на прозрачной стороне ГГГ изготовленной структуры в областях $P_{1,2,3}$. Далее была получена зависимость от угла φ величины квадрата динамической намагниченности интенсивности СВ I_j в сечении вдоль оси y в области портов $P_{1,2,3}$. Полученные данные отмечены открытыми символами на рис. 3b. Видно хорошее соответствие между данными МБС эксперимента и результатами микроволновой спектроскопии.

Для подтверждения наблюдаемого в эксперименте частотного разделения спин-волновой мощности между портами структуры был проведен расчет спектральной плотности мощности выходного сигнала в областях, обозначенных микрополосковыми антеннами ($P_{1,2,3}$) на рис. 1a. При этом входной сигнал переменного магнитного поля, создаваемого микрополоском с током, задавался в виде $b_z(t) = b_0 \mathrm{sinc}(2\pi f_c t)$, где $f_c = 10$ ГГц, $b_0 = 10$ мЭ. Значения динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ записывались с шагом $\delta t = 75$ фс в течение времени $T = 300$ нс. Далее, используя Фурье преобразование, были построены частотные зависимости динамической намагниченности $P_1(f), P_2(f)$ и $P_3(f)$ (см. рис. 3c). Видно, что в области частот, отмеченных на рис. 3c, соответствующих условию первого брэгговского резонанса, характерные провалы для зависимостей $P_2(f)$ и $P_3(f)$ не формируются, однако в области второго брэгговского резонанса (при $k = 2\frac{\pi}{a}$ и частоте $f_{g2} = 5.41$ ГГц) отчетливо видно формирование зон непропускания для $P_2(f)$ и $P_3(f)$ и увеличение сигнала, проходящего в канал P_1. Для подтверждения характерного перераспределения мощности между тремя выходами структуры приведем также данные расчета методом матриц передачи, обобщенного для нахождения коэффициента передач в исследуемой структуре. Основой расчета является спектральный профиль волны, полученный в ходе МБС-эксперимента. Результат расчета показан на рис. 3d, e, где видно хорошее соответствие с экспериментальными данными (рис. 3a) в частотных областях, соответствующих области первого и второго брэгговских резонансов.

На рисунке 4 представлены карты пространственно-частотного распределения намагниченности

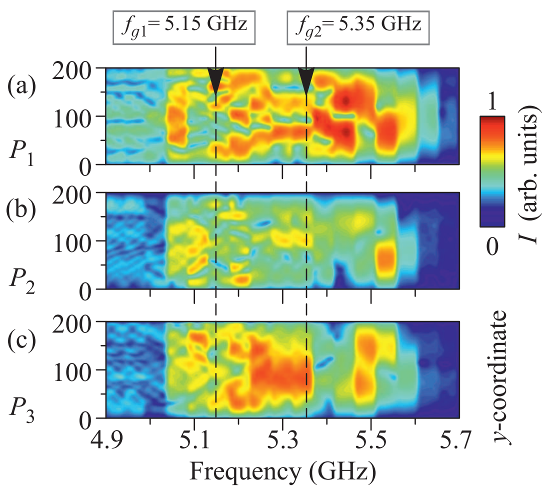

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a)–(c) – Пространственно-частотные распределения интенсивности спиновой волны в каналах P_1, P_2, P_3

в непосредственной близости к каналам $P_{1,2,3}$. При этом по вертикальной оси откладывалась координата y. Видно, что на частотах в областях 5.2 и 5.4 ГГц образуется первая и вторая зоны непропускания, для которых в эксперименте наблюдается ответвление мощности в область порта P_1. При этом стоит отметить, что для частоты сигнала, соответствующей второму брэгговскому резонансу, наблюдается более эффективная передача сигнала в P_1. Поскольку в структуре реализуется пространственно-частотная селекция с изменением направления передачи спин-волнового сигнала, а также при увеличении частоты СВ происходит увеличение длины связи L, то наблюдается перераспределение интенсивности спин-волнового сигнала в области одного из трех выходов, что позволяет использовать направленный ответвитель в качестве демультиплексора с частотным разделением: если сигнал на разных частотах подается к одному и тому же входу направленного ответвителя, то интенсивность сигнала в стационарном режиме будет перераспределяться между разными выходами устройства. Управление изменением угла подмагничивания спин-волновым транспортом в структуре с одномерным массивом отверстий может быть использовано при разработке логических устройств, таких как мультиплексор, ответвитель, логических врат типа "AND" и "XOR", мажоритарных вентилей, а также сумматоров. Системы магнитных микроволноводов с периодической неоднородностью могут использоваться для разработки устройств, работающих на принципах небулевой и нечеткой логики ("*fuzzy logic*"), при этом отличительной особенностью является одновременное кодирование сигнала с помощью амплитуды и фазы СВ. Наблюдаемая спин-волновая интерференция в такой геометрической конфигурации позволяет реализовывать параллельные и логические обратимые вычисления на принципах магноники. Последнее обстоятельство является важным для использования в устройствах обработки информационного сигнала [46]. Вышеприведенные логические элементы образуют набор универсальных строительных блоков для магнонной логики и являются каскадными, и поэтому могут использоваться для проектирования любой логической схемы в сочетании с усилителями спиновой волны, которые реализуются, например, с помощью методов параметрической накачки [47] и методов на основе возбуждения электрическим постоянным током спинового крутильного момента [2, 48–51].

Также предлагаемая структура может быть использована в качестве многоотводных линий задержки и модулей для частотной и пространственной интеграции/разделения информационных сигналов в топологии магнонной сети типа LEGION (*Locally Excitatory Globally Inhibitory Oscillator Network*), образованной волноводными каналами с микронными и субмикронными пространственными размерами, сформированными градиентами внутренних магнитных полей в областях связи [44]. Таким образом, с помощью микромагнитного моделирования, метода микроволновой спектроскопии и Мандельштам–Бриллюэновского рассеяния света показано, что создание магнонной волноведущей структуры, объединяющей в себе идеи магнонного кристалла и латеральных структур, обеспечивает возможность управления спин-волновым транспортом при изменении угла подмагничивания структуры. Исследованы режимы распространения спиновых волн в системе латеральных магнитных микроволноводов с коммутационной периодической неоднородностью в виде цилиндрических отверстий. Получено хорошее соответствие данных экспериментального исследования и результатов численного моделирования. Проведенные исследования выявили механизмы, обуславливающие характерные режимы распространения спиновых волн с пространственно-частотной селекцией в структурах с периодической системой отверстий, что может быть использовано для создания управляемых спин-волновых демультиплексоров, делителей мощности и ответвителей СВЧ-сигнала.

Численное моделирование на основе микромагнитного расчета управляемых многоотводных линий задержки и модулей для частотной и пространственной интеграции/разделения информационных сигналов в топологии магнонной сети типа LEGION выполнено в рамках выполнения проекта Российского научного фонда (# 18-79-00198). Структуры изготовлены в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований (# 18-29-27026, 19-37-80004), а также стипендии и гранта Президента РФ (# СП-2819.2018.5, МК-3650.2018.9).

---

1. A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak, D. V. Romanenko, S. V. Grishin, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. B **96**, 060401 (2017).
2. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A. V. Sadovnikov, and S. O. Demokritov, Appl. Phys. Lett. **106**, 022403 (2015).
3. D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov et al. (Collaboration), J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 363001 (2017).
4. V. E. Demidov, S. Urazhdin, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Anane, and S. O. Demokritov, Phys. Rep. **1**, 673 (2017).
5. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. Lett. **120**, 257203 (2018).
6. V. V. Kruglyak, S. O. Demokrotiv, and D. Grundler, Magnonics. J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 264001 (2010).
7. Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, and A. Chumak, Sci. Adv. **4**, 1701517 (2018).
8. S. A. Nikitov, D. V. Kalyabin, I. V. Lisenkov, A. N. Slavin, Yu. N. Barabanenkov, S. A. Osokin, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Yu. P. Sharaevsky, Yu. A. Filimonov, Yu. V. Khivintsev, S. L. Vysotsky, V. K. Sakharov, and E. S. Pavlov, Phys. Usp. **58**, 1002 (2015).
9. G. Csaba, A. Papp, and W. Porod, Phys. Lett. A **381**, 1471 (2017).
10. D. Sander, S. O. Valenzuela, D. D. Makarov et al. (Collaboration), J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 363001 (2017).
11. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. A. Odintsov, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, JETP Lett. **108**, 332 (2018).
12. M. Kostylev, P. Schrader, R. L. Stamps, G. Gubbiotti, G. Carlotti, A. O. Adeyeye, S. Goolaup, and N. Singh, Appl. Phys. Lett. **92**, 132504 (2008).
13. M. Evelt, H. Ochoa, O. Dzyapko, V. E. Demidov, A. Yurgens, J. Sun, Y. Tserkovnyak, V. Bessonov, A. B. Rinkevich, and S. O. Demokritov, Phys. Rev. B **95**, 024408 (2017).
14. B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Munzenberg, Phys. Rep. **507**, 107 (2011).
15. C. G. Skyes, J. D. Adam, and J. H. Collins, Appl. Phys. Lett. **29**, 388 (1976).
16. S. A. Nikitov, P. Tailhades, and C. S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater. **236**, 320 (2001).
17. M. Krawczyk and D. Grundler, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 123202 (2014).
18. A. V. Chumak, A. Serga, and B. Hilebrands, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 244001 (2017).
19. K. W. Reed, J. M. Owens, and R. L. Carter, Circuits Syst. Signal Process. **4**, 157 (1985).
20. W. S. Ishak, Proc. IEEE **76**, 171 (1988).
21. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Yu. P. Sharaevskii, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **109**, 042407 (2016).
22. M. A. Morozova, O. V. Matveev, and Y. P. Sharaevskii, Phys. Solid State **58**, 171 (1967).
23. A. V. Sadovnikov, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. Appl. **9**, 051002 (2018).
24. A. B. Ustinov, B. A. Kalinikos, V. E. Demidov, and S. O. Demokritov, Phys. Rev. B **81**, 180406 (2010).
25. S. E. Sheshukova, M. A. Morozova, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Phys. Wave Phenom. **21**, 304 (2013).
26. A. B. Ustinov, A. V. Drozdovskii, and B. A. Kalinikos, Appl. Phys. Lett. **96**, 142513 (2010).
27. O. Martyanov, F. V. Yudanov, R. Lee, S. Nepijko, H. Elmers, R. Hertel, C. Schneider, and G. Schonhense, Phys. Rev. B **75**, 174429 (2007).
28. C. Davies, A. Sadovnikov, S. Grishin, Yu. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, and V. Kruglyak, Appl. Phys. Lett. **107**, 162401 (2015).
29. A. S. Silva, A. Hierro-Rodriguez, S. A. Bunyaev, G. N. Kakazei, O. V. Dobrovolskiy, C. Redondo, R. Morales, H. Crespo, and D. Navas, AIP Advances **9**, 035136 (2019).

30. O. V. Dobrovolskiy, R. Sachser, T. Bracher, T. Fischer, V. Kruglyak, R. V. Vovk, V. A. Shklovskij, M. Huth, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, Nature Phys. **15**, 477 (2019).
31. M. Collet, O. Gladii, M. Evelt, V. Bessonov, L. Soumah, P. Bortolotti, S. O. Demokritov, Y. Henry, V. Cros, M. Bailleul, V. E. Demidov, and A. Anane, Appl. Phys. Lett. **110**, 092408 (2017).
32. A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, J. Phys. D Appl. Phys. **43**, 264002 (2010).
33. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. van Waeyenberge, AIP Advances **4**, 107133 (2014).
34. I. V. Zavislyak and A. V. Tychinskii, *Physical Principles of Functional Microelectronics*, UMK VO, Kiev (1989).
35. T. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
36. T. Gilbert, IEEE Transactions on Magnetics **40**, 3443 (2004).
37. J. R. Dormand and P. J. Prince, J. Comput. Appl. Math. **6**, 19 (1980).
38. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Romanenko, D. V. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **107**, 202405 (2015).
39. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, V. A. Gubanov, S. A. Odintsov, A. A. Martyshkin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **112**, 142402 (2018).
40. R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids. **19**, 308 (1961).
41. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC-Press, London, N.Y. (1996).
42. R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids. **19**, 308 (1961).
43. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater **236**, 320 (2001).
44. W. DeLiang and D. Terman, IEEE Transactions on Neural Networks **6**, 283 (1995).
45. S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Phys. Rep. **348**, 441 (2001).
46. V. E. Demidov, O. Dzyapko, S. O. Demokritov, G. A. Melkov, and A. N. Slavin, Phys. Rev. Lett. **100**, 047205 (2008).
47. A. I. Maimistov, Quantum Electronics **25**, 1009 (1995).
48. T. Bracher and P. Pirro, J. Appl. Phys. **124**, 152119 (2018).
49. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **464**, 262 (2010).
50. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A. V. Sadovnikov, A. N. Slavin, and S. O. Demokritov, Sci. Rep. **5**, 8578 (2015).
51. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A. V. Sadovnikov, and S. O. Demokritov, Appl. Phys. Lett. **105**, 172410 (2014).