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

А. А. Мартышкин¹⁾, 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 CB позволяет использовать магнонно-кристаллические структуры для частотной фильтрации CBЧ сигна-

лов [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) (а) – 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°. (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 1а 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 [Y₃Fe₂(FeO₄), (111)] (ЖИГ, YIG) с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1750\,\Gamma c$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната [Gd₃Ga₅O₁₂, (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

Письма в ЖЭТФ том 110 вып. 7-8 2019

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 CB осуществлялась только в области коммутационной неоднородности.

Для исследования статического распределения намагниченности и динамики распространения CB было проведено микромагнитное моделирование (MM) 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, $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r},t) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{h}_d(\mathbf{r},t) + \mathbf{h}_d(\mathbf{r},t)$

 $\mathbf{h}_{ex}(\mathbf{r},t) + \mathbf{H}_{an}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{ext}(\mathbf{r},t)$ – 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, $\gamma = 2.8 \,\mathrm{M\Gamma u}/\Im$ – 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. 1а).

На рисунке 1b показан результат расчета величины модуля внутреннего магнитного поля $|\mathbf{H}_{int}(x,y)|$ в области латерально связанных подводящих секций микроволноводов G_1 и G_2 и двух периодов магноннокристаллической структуры при внешнем однородном магнитном поле **H**₀, направленном вдоль оси у. Видно, что размагничивание в области отверстий приводит к сильной неоднородности величины $|\mathbf{H}_{int}(x,y)|$, 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 спинволновых 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. 1с). 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



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

образуются каналы для распространения CB, 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

длину связи CB, распространяющихся вдоль каналов G_1 и $G_2.$

Для исследования механизмов управления спинволновой 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 $H_0 = 1200 \, \Im$, 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. 1а) 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. 2а-с. Видно, что при изменении частоты входного сигнала изменяется длина связи ПМСВ. Так, при частоте равной $f = 5.078 \, \Gamma \Gamma \mu$ (рис. 2a), волна ответвляется в канал P₂. В случае, когда величина длины связи L_c больше или соизмерима с длиной области связи, перераспределение мощности спиновой волны между ${\cal G}_1$ и ${\cal G}_2$ не происходит и большая часть мощности сигнала локализуется в регионе Р₃. Данный режим распространения ПМСВ показан на рис. 2b на частоте $f = 5.21 \, \Gamma \Gamma \mu$, 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 $f = 5.428 \, \Gamma \Gamma \mu$, где видно, что максимум интенсивности ПМСВ локализуется в области P₁ (см. рис. 2с). 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 пространственночастотной селекции спин-волнового сигнала был проведен расчет эффективных дисперсионных характеристик. На рисунке 2d градациями цвета закодировано двумерное распределение величины:

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

7 Письма в ЖЭТФ том 110 вып. 7-8 2019

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 $k_u =$ $= n \frac{\pi}{w}$, 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 $k = m \frac{\pi}{2}$ (*m* = 1, 2, 3...) [43]. На дисперсионной диаграмме (puc. 2d) можно наблюдать зоны пересечения кривых F_1 и Φ_1 , в области волнового числа $k = \frac{\pi}{a}$ и частоты $f_{q1} = 5.25 \, \Gamma \Gamma \mu$, соответствующей частоте первой Брэгговской зоны магнонно-кристаллической структуры с периодом а. Отметим, что режим ответвления большей части мощности в канал P₁ наблюдается также при частоте $f \sim f_{g1}$ (рис. 2с). 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. За, где показана частотная зависимость параметров S_{j_0} , 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. 2с. 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. 1а. При этом входной сигнал переменного магнитного поля, создаваемого микрополоском с током, задавался в виде $b_z(t) = b_0 \operatorname{sinc}(2\pi f_c t)$, где $f_c = 10 \, \Gamma \Gamma \mu$, $b_0 = 10 \, \mathrm{MS}$. Значения динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ записывались с шагом $\delta t = 75 \, \mathrm{dc}$ 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. 3с). Видно, что в области частот, отмеченных на рис. 3с, 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 $f_{g2} = 5.41 \, \Gamma \Gamma$ ц) отчетливо видно формирование зон непропускания для $P_2(f)$ и $P_3(f)$ и увеличение сигнала, проходящего в канал Р₁. 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, е, 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) (а)–(с) – Пространственночастотные 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 *у*. 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 спинволнового 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, MK-3650.2018.9).

- 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).
- V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A. V. Sadovnikov, and S. O. Demokritov, Appl. Phys. Lett. **106**, 022403 (2015).
- D. Sander, S.O. Valenzuela, D. Makarov et al. (Collaboration), J. Phys. D: Appl. Phys. 50, 363001 (2017).
- V. E. Demidov, S. Urazhdin, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Anane, and S. O. Demokritov, Phys. Rep. 1, 673 (2017).
- 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).
- V. V. Kruglyak, S. O. Demokrotiv, and D. Grundler, Magnonics. J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 264001 (2010).
- Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, and A. Chumak, Sci. Adv. 4, 1701517 (2018).
- 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).

- G. Csaba, A. Papp, and W. Porod, Phys. Lett. A 381, 1471 (2017).
- D. Sander, S.O. Valenzuela, D.D. Makarov et al. (Collaboration), J. Phys. D: Appl. Phys. 50, 363001 (2017).
- A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. A. Odintsov, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, JETP Lett. 108, 332 (2018).
- 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).
- 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).
- B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Munzenberg, Phys. Rep. 507, 107 (2011).
- C. G. Skyes, J. D. Adam, and J. H. Collins, Appl. Phys. Lett. 29, 388 (1976).
- S.A. Nikitov, P. Tailhades, and C.S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater. 236, 320 (2001).
- M. Krawczyk and D. Grundler, J. Phys.: Condens. Matter 26, 123202 (2014).
- A. V. Chumak, A. Serga, and B. Hilebrands, J. Phys. D: Appl. Phys. 50, 244001 (2017).
- 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).
- 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).
- M. A. Morozova, O. V. Matveev, and Y. P. Sharaevskii, Phys. Solid State 58, 171 (1967).
- 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).
- S. E. Sheshukova, M. A. Morozova, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Phys. Wave Phenom. **21**, 304 (2013).
- A. B. Ustinov, A. V. Drozdovskii, and B. A. Kalinikos, Appl. Phys. Lett. 96, 142513 (2010).
- O. Martyanov, F.V. Yudanov, R. Lee, S. Nepijko, H. Elmers, R. Hertel, C. Schneider, and G. Schonhense, Phys. Rev. B 75, 174429 (2007).
- C. Davies, A. Sadovnikov, S. Grishin, Yu. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, and V. Kruglyak, Appl. Phys. Lett. 107, 162401 (2015).
- 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).

- 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).
- 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).
- A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, J. Phys. D Appl. Phys. 43, 264002 (2010).
- A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. van Waeyenberge, AIP Advances 4, 107133 (2014).
- I. V. Zavislyak and A. V. Tychinskii, *Physical Principles* of Functional Microelectronics, UMK VO, Kiev (1989).
- 35. T. Gilbert, Phys. Rev. 100, 1243 (1955).
- T. Gilbert, IEEE Transactions on Magnetics 40, 3443 (2004).
- J. R. Dormand and P. J. Prince, J. Comput. Appl. Math. 6, 19 (1980).
- 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).
- 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).
- R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids. 19, 308 (1961).

- A. G. Gurevich and G. A. Melkov, Magnetization Oscillations and Waves, CRC-Press, London, N.Y. (1996).
- R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids. 19, 308 (1961).
- S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater 236, 320 (2001).
- 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).
- 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).
- T. Bracher and P. Pirro, J. Appl. Phys. **124**, 152119 (2018).
- 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).
- V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, A.N. Slavin, and S.O. Demokritov, Sci. Rep. 5, 8578 (2015).
- V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, and S.O. Demokritov, Appl. Phys. Lett. 105, 172410 (2014).