

Реконфигурируемый латеральный спин-волновой транспорт в кольцевом магннном микроволноводе

С. А. Одинцов¹⁾, Е. Н. Бегинин, С. Е. Шешукова, А. В. Садовников

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

Поступила в редакцию 15 августа 2019 г.

После переработки 15 августа 2019 г.

Принята к публикации 16 августа 2019 г.

В работе с помощью метода микромагнитного моделирования, основанного на численном решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, исследованы особенности спин-волновой динамики в кольцевом магннном микроволноводе, возникающие при изменении направления равновесной намагниченности относительно оси симметрии структуры. Рассмотрены механизмы управления латеральным спин-волновым транспортом в полосках железо-иттриевого граната, расположенных вдоль параллельных сторон магннного кольцевого микроволновода. Продемонстрирована возможность смены направления вектора групповой скорости спиновой волны на 180° с одновременной селекцией поперечных спин-волноводных мод в латеральной структуре. Показана возможность использования предложенного метода управления направлением переноса мощности спиновой волны для создания управляемых интегральных блоков функциональных магннных сетей с одновременной пространственно-частотной селекцией информационного сигнала.

DOI: 10.1134/S0370274X19180115

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ), имеющих частоты в диапазоне от ГГц до ТГц и длины волн в диапазоне от единиц миллиметров до десятков нанометров, при их распространении в структурированных магнитных пленках [1–6]. На основе планарных и многослойных магнитных микро- и наноструктур разрабатываются устройства обработки сигналов следующего поколения, в которых информация передается с помощью квазичастиц – магнонов [7]. При этом наряду с возможностью передачи информационных сигналов без джоулевого выделения тепла, одним из преимуществ использования СВ для передачи данных и осуществления вычислений является возможность кодирования сигнала как с помощью амплитуды, так и с помощью фазы [8–11]. Как известно, свойства СВ определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитных средах и могут значительно меняться при изменении параметров среды, например, направления и величины равновесной намагниченности, определяющей эффективный магнитный поле [12–14]. Недавно были предложены элементы магннных сетей (МС), такие как спин-волновые ответвители [15–17], на основе которых оказывается возможным создание реконфигурируемых МС [18, 19]. При этом латеральные

магннные структуры определяют топологию межсоединений МС вместе с возможностью использования в качестве функциональных блоков с пространственным разделением каналов [20]. Перестройка характерных режимов работы спин-волнового ответвителя определяется геометрическими параметрами структуры, что сильно уменьшает вариативность в конструкции таких устройств и создает необходимость использования массивов латеральных структур для осуществления многоканального режима работы ответвителей [21].

В настоящей работе исследован механизм управления латеральной дипольной связью спиновых волн, распространяющихся в системе полосок железо-иттриевого граната с кольцевым магннным микрорезонатором, расположенным между ними. Методом микромагнитного моделирования продемонстрирована смена режимов спин-волнового распространения сигнала при вариации как величины, так и ориентации внешнего поля подмагничивания. Исследован спектр собственных распространяющихся мод спиновых волн в каждой магнитной полоске. Показано, что в предложенной структуре возможной оказывается многопоточная селекция спин-волнового сигнала ввиду пространственно-частотного и вместе с тем модового разделения сигнала между латеральными микроволноводами.

¹⁾e-mail: odinoff@gmail.com

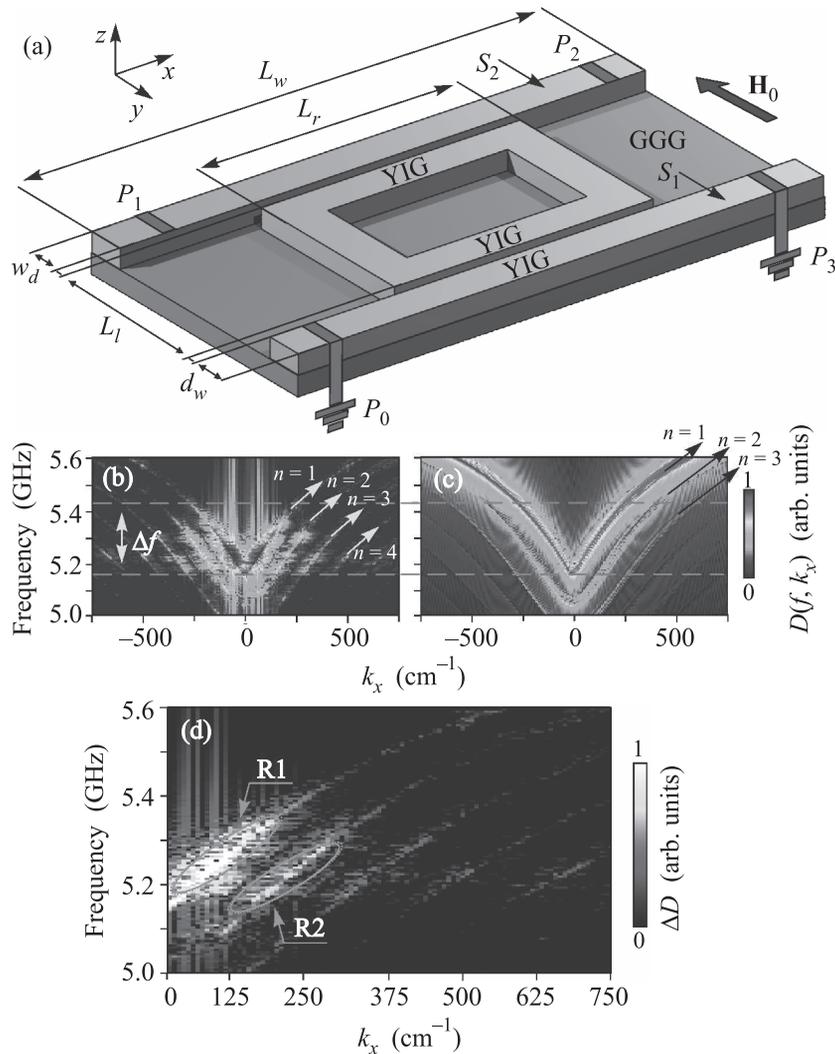


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематичное изображение исследуемой структуры. (b), (c) – Дисперсионные характеристики ПМСВ распространяющихся в волноводе S_2 (b), S_1 (c), соответственно. (d) – Распределение величины ΔD на плоскости параметров частота-продольное волновое число

На рисунке 1a показано схематичное изображение исследуемой структуры на основе пленки железиттриевого граната (ЖИГ), на подложке из галлий гадолиниевого граната (ГГГ). На пленке ЖИГ сформирована система полосок (S_1 и S_2) равной ширины $w = 500$ мкм, размещенных параллельно друг другу. Между ними располагается кольцевой резонатор прямоугольной формы, выполненный из ЖИГ, ширина плеч которого равнялась ширине волноводов $S_{1,2}$. Зазор между полосками и резонатором $d = 50$ мкм выбран из условия обеспечения эффективного режима многомодовой связи СВ [15, 22, 23]. Длина структуры вдоль оси x составляла $L_w = 8000$ мкм, длина плеча кольцевого резонатора вдоль оси x равнялась $L_r = 1500$ мкм, длина резонатора вдоль оси y составляла $L_l = 1500$ мкм. Исследу-

мая структура помещена в однородное статическое магнитное поле $H = 1180$ Э, направленное вдоль оси y для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) [12, 24, 25]. Данная структура может рассматриваться как четырехпортовый ответвитель, порт P_0 является входным и в этой области располагается область возбуждения (эквивалент микрополосковой антенны) СВ. Остальные порты (P_1, P_2, P_3) являются выходными.

Чтобы показать возможные режимы работы исследуемой волноведущей структуры, было проведено численное микромагнитное моделирование процессов распространения спиновых волн [26, 27], на основе решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [12]:

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

где \mathbf{M} – вектор намагниченности, $\gamma = 2.8 \text{ МГц}/\text{Э}$ – гиромагнитное отношение, $\alpha = 10^{-5}$ – параметр затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}}$ – эффективное магнитное поле, F – свободная энергия магнетика. Чтобы избежать отражений волны от краев расчетной области, при расчете были введены области, длиной по 0.5 мм вдоль оси x с каждого края структуры, и во всю ширину структуры вдоль оси y , с поглощающими граничными условиями (большая величина параметра α) [11]. Результат численного моделирования эффективной дисперсионной характеристики СВ для волновода S_2 показан на рис. 1б, а для волновода S_1 на рис. 1с. Градациями цвета закодировано значение величины [11, 15, 16]:

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

где Θ_2 – оператор двумерного преобразования Фурье, y_i – i -я ячейка и $N = 512$ – количество ячеек вдоль ширины исследуемой структуры. Из сравнения рис. 1б и с видно, что наибольшая эффективность возбуждения СВ в S_2 достигается в диапазоне частот Δf , границы которого отмечены на рис. 1б и с пунктирной линией. При этом в S_2 наблюдается возбуждение поперечных спин-волновых мод с номерами $n = 1, 2, 3, 4$, в то время как конфигурация входной антенны в S_1 позволяет эффективно возбуждать моды с номером $n = 1, 2$ [1, 10, 24, 25]. Чтобы показать в волноводе S_2 эффективность возбуждения СВ, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении оси x на рис. 1д было построено распределение величины:

$$\Delta D = D(k_x, f)|_{k_x < 0} - D(k_x, f)|_{k_x > 0}. \quad (3)$$

Стоит отметить, что для полоски S_1 , в которой отсутствуют волны, распространяющиеся в отрицательном направлении оси x , значение величины ΔD отрицательное и выполняется условие $\Delta D(k_x, f) \approx -\Delta D(k_x, f)|_{k_x > 0}$. На рисунке 1д показаны и обозначены зоны $R1$ и $R2$ с наибольшей разницей в интенсивности распространяющихся СВ для продольных волновых чисел $k_x < 0$ и $k_x > 0$, причем зона $R1$ соответствует первой поперечной спин-волновой моде ($n = 1$), а зона $R2$ – второй ($n = 2$). Таким образом, в предложенной структуре может происходить селекция мод при возбуждении отдельно взятой полоски ЖИГ как импульсным, так и непрерывным сигналом.

На следующем этапе, для того чтобы показать возможность ответвления сигнала ПМСВ в порты P_1, P_2 и P_3 , был проведен расчет спектральной плотности мощности выходного сигнала на краях магнитных полосок S_1 и S_2 . Для этого на входном порте P_0 микроволновода S_1 задавалось стороннее динамическое магнитное поле h_z вида $h(t) = h_0(\text{sinc}(2\pi f_0 t))$, с амплитудой $h_0 = 0.1 \text{ мТл}$ на частоте $f_0 = 6 \text{ ГГц}$. После возбуждения СВ значение нормальной к поверхности пленки компоненты динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ записывалось с шагом по времени $\Delta t = 75 \text{ фс}$ в течение интервала времени 300 нс , в области каждого из портов P_1, P_2 и P_3 . После этого по полученным данным с помощью Фурье-преобразования была построена частотная зависимость интенсивности спин-волнового сигнала, показанная на рис. 2а для случая возбуждения ПМСВ в полоске S_1 . Можно отметить, что на выходных портах структуры происходит перераспределение мощности СВ в частотных диапазонах вблизи характерных значений частоты входного сигнала f_1, f_2 и f_3 , отмеченных пунктирными линиями на рис. 2а. Из анализа частотных коэффициентов передачи мощности следует, что СВ в полоске S_2 может распространяться как в положительном, так и в отрицательном направлении оси x , чего не наблюдается в известной системе латеральных волноводов [15–18]. На рисунке 2б–д представлен результат микромагнитного моделирования, распространения СВ путем демонстрации пространственного распределения компоненты m_z динамической намагниченности в стационарном режиме. Каждая карта была получена на определенной частоте возбуждаемого сигнала: $f_1 = 5.24 \text{ ГГц}$, $f_2 = 5.18 \text{ ГГц}$ и $f_3 = 5.27 \text{ ГГц}$. Видно хорошее соответствие рис. 2б–д с результатами, полученными на рис. 2а: частоте f_2 в спектре прохождения СВ соответствует максимальное значение величины прошедшей мощности, и на карте это показано высоким уровнем интенсивности спинового сигнала в области выходного порта P_2 (рис. 2с). Данная закономерность справедлива и для двух остальных частот, выбранных для построения карт намагниченности.

На рисунке 3а–с представлены карты пространственно-частотного распределения интенсивности СВ, полученные в областях выходных портов P_1, P_2 и P_3 , соответственно. Видно, что на частотах f_1, f_2 и f_3 образуются максимумы интенсивности в соответствующих регионах. Поскольку в структуре реализуется пространственно-частотная селекция с изменением направления передачи спин-волнового сигнала, а также принимая во внимание тот факт, что при увеличении частоты СВ

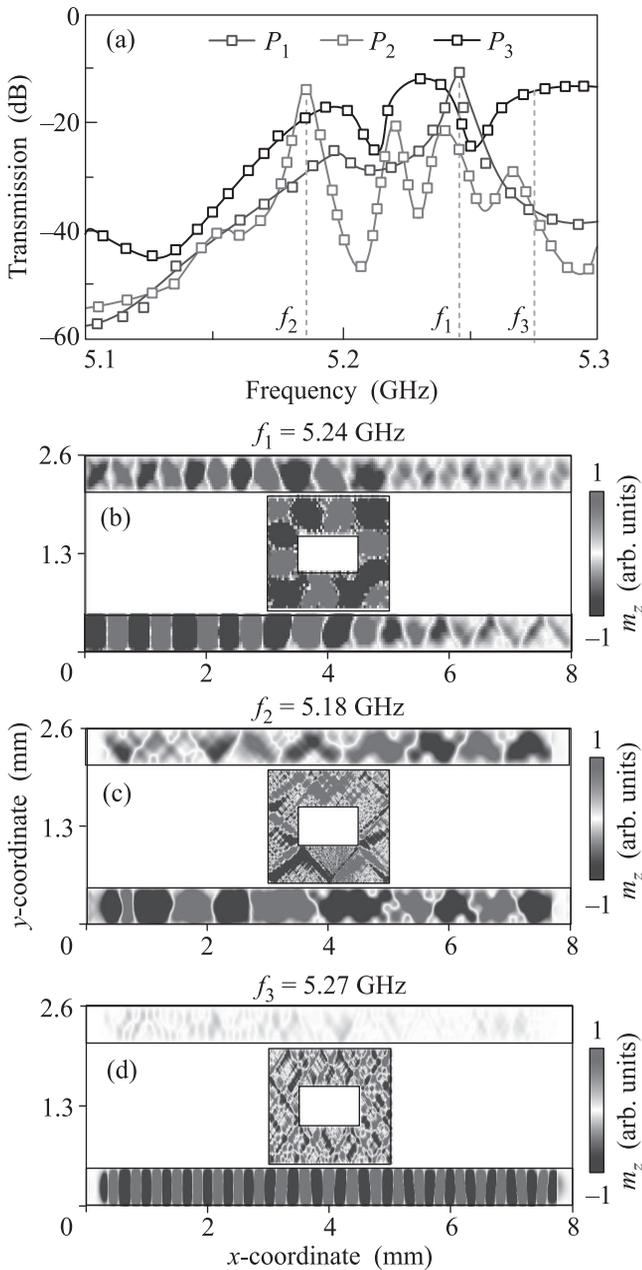


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Частотные коэффициенты передачи спиновых волн в выходных секциях исследуемой структуры (синяя кривая показывает прохождение в канал P_1 , красная кривая показывает прохождение волн в канал P_2 и черная кривая показывает прохождение в канал P_3); карты распределения динамической намагниченности m_z на частотах: (b) – $f_1 = 5.24$ ГГц, (c) – $f_2 = 5.18$ ГГц и (d) – $f_3 = 5.27$ ГГц

происходит увеличение длины связи СВ [10, 16, 17], то наблюдается перераспределение интенсивности спин-волнового сигнала в области одного из трех выходов, что позволяет использовать направленный ответвитель в качестве демультиплектора с

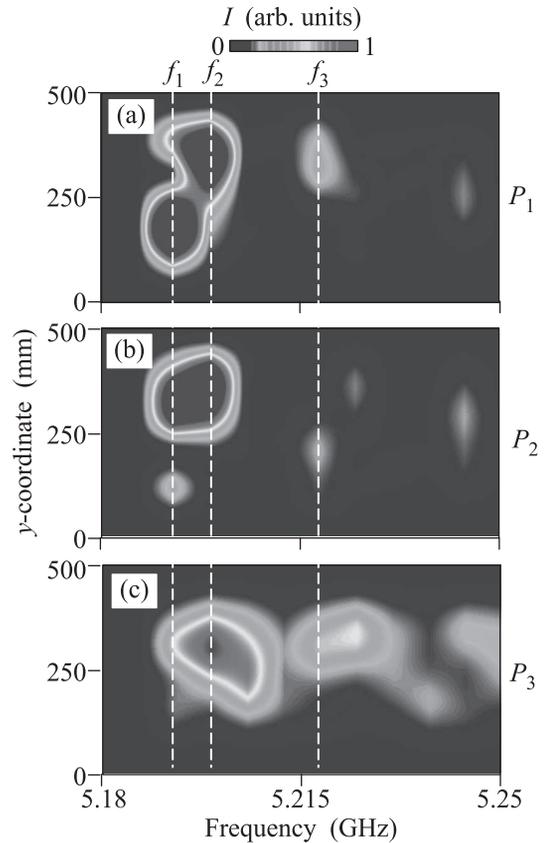


Рис. 3. (Цветной онлайн) Карты распределения интенсивности спиновых волн в области выходных портов P_1 (а), P_2 (b) и P_3 (с)

частотным разделением [20]: 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.

Одним из наиболее значительных преимуществ устройств и элементов, основанных на эффектах спин-волнового транспорта, является возможность управления им с помощью изменения конфигурации распределения магнитного поля или ориентации равновесной намагниченности внутри структуры [18, 19, 28–30], что позволяет изменять функциональность при сохранении частоты сигнала. Для демонстрации данной особенности на рис. 4а представлена карта распределения амплитудно-частотной характеристики, построенная при вариации величины внешнего магнитного поля. Из рисунка 4а видно, что изменение приложенного поля приводит к перестройке спектра прохождения ПМСВ в частотном диапазоне от 5.2 до 5.45 ГГц, что приводит к одновременному перераспределению энергии СВ между портами [31]. Это связано с тем, что эффективность

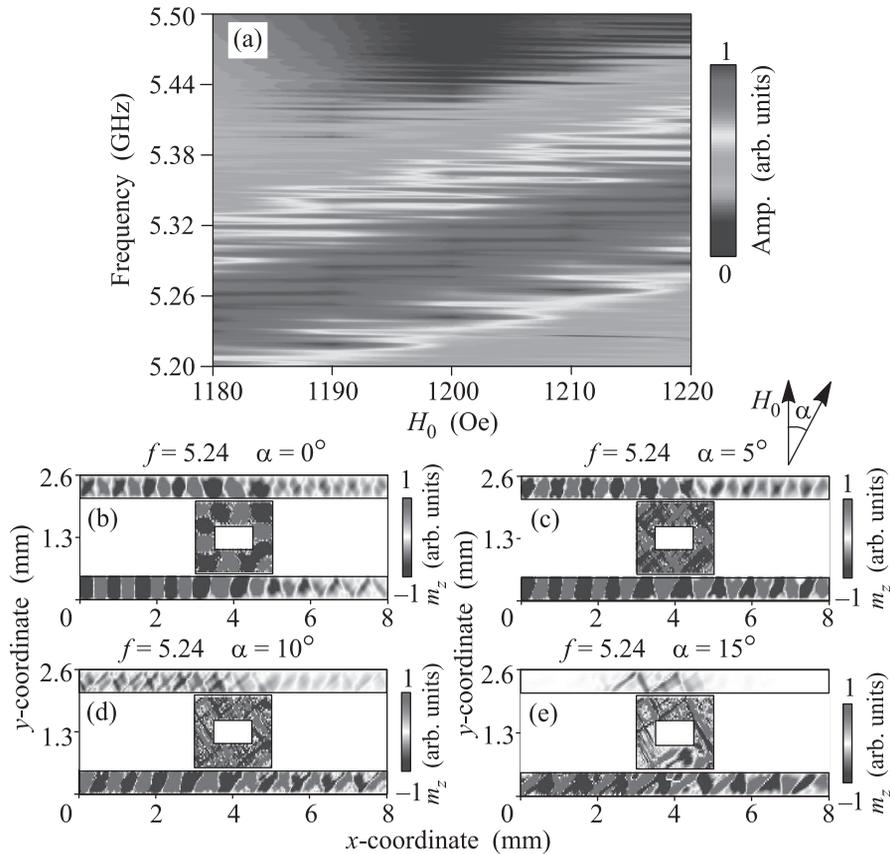


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Карта распределения амплитуды ПМСВ в зависимости от частоты и величины внешнего магнитного поля в выходном порте P_2 . (б)–(е) – Карты распределения динамической намагниченности m_z , измеренных на частоте $f_1 = 5.24$ ГГц при изменении угла внешнего магнитного поля H_0

связи СВ, распространяющихся в латеральных системах микроволноводов, сильно зависит от длины волны, которая, в свою очередь, определяется приложенным полем при постоянной частоте возбуждения.

Возбуждение различных мод магнотонного микроволнового резонатора является главным фактором, определяющим направление распространения спиноволнового сигнала S_2 . При этом поскольку в резонаторе происходит изменение типа волны (из ПМСВ в обратную объемную волну, в связи с изменением направления распространения волны внутри резонатора на 90°), то эффективность управления направлением групповой скорости в S_2 будет сильно зависеть от ориентации направления равновесной намагниченности в магнотонном кольце. Ввиду этого существует возможность реализации управления режимами распространения ПМСВ с помощью изменения направления внешнего магнитного поля. Результаты расчетов для различного направления \mathbf{H}_0 поля представлены на рис. 4б–е. Видно, что при изменении направления поля на 5° , волновой фронт ПМСВ

начинает трансформироваться и мощность СВ перераспределяется одинаково эффективно между всеми каналами (рис. 4с). Далее, изменяя направление магнитного поля еще на 5° , мощность делится между выходными каналами P_1 и P_3 (рис. 4д). Режим распространения сигнала, при котором СВ распространяется только в канал P_3 , наблюдается при изменении направления внешнего магнитного поля на 15° от начального (рис. 4е). Эти результаты показывают возможность эффективного управления распространением ПМСВ в магнотонной латеральной структуре с кольцевым резонатором. При этом численное моделирование показывает возможность создания латеральной структуры с управлением (реконфигурируемым) спин-волновым транспортом. Электрический ток, приложенный к тонкому металлическому проводнику, может быть использован для изменения локального магнитного поля, которым будет возможно осуществлять переключение режимов работы выходного направленного ответвителя [28].

Таким образом, показано, что в латеральной системе магнитных микроволноводов с кольце-

вым микрорезонатором, расположенным между ними, оказывается возможным управлять пространственно-частотным распределением динамической намагниченности при распространении спиновой волны, возбуждаемой в одном из микроволноводов. На основе численного микромагнитного моделирования были показаны два метода управления режимами латерального спин-волнового транспорта в предложенной структуре: за счет изменения величины поля подмагничивания в конфигурации распространения поверхностных магнитостатических волн в магнных полосках и за счет изменения направления равновесной намагниченности внутри латеральных каналов и кольцевого микрорезонатора. Показано, что, изменяя частоту спиновой волны в одной из магнитных микрополосок, оказывается возможным менять как направление групповой скорости, так и интенсивность спин-волнового сигнала во второй магнитной полоске. На основе предложенной структуры возможно создание устройств демультиплексирования спин-волновых сигналов, распространяющихся в интегральных топологиях планарных магнных сетей. Помимо этого, кольцевой микрорезонатор может быть использован как реконфигурируемый спин-волновой делитель мощности, частотный фильтр, элемент логических вентилей типа XOR/NOR с разветвлением по каналам, а также служить элементом межсоединений для функциональных блоков магнных сетей.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (18-37-20005, 18-29-27026, 19-29-03034), а также стипендии и гранта Президента РФ (СП-2819.2018.5, МК-3650.2018.9).

1. S. O. Demokritov, *SpinWave Confinement: Propagating Waves*, 2nd ed., Pan Stanford, N.Y. (2017).
2. S. O. Demokritov, *Magnons*, in *Topology in Magnetism*, ed. by J. Zang, V. Cros, A. Hoffmann, Springer, Cham (2018), v. 192.
3. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2010).
4. Y. P. Sharaevsky, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, A. Y. Sharaevskaya, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, *Functional Magnetic Metamaterials for Spintronics*, in *Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics*, Springer, N.Y. (2018).
5. E. N. Beginin, D. V. Kalyabin, P. A. Popov, A. V. Sadovnikov, A. Yu. Sharaevskaya, A. I. Stognij, and S. A. Nikitov, *3D Magnonic Crystals*, in *Three-Dimensional Magnonics*, ed. by G. Gubbiotti, CRC Press, Taylor and Francis, Jenny Stanford Publishing, N.Y. (2019).
6. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).
7. <http://www.itrs2.net/itrs-reports.html>.
8. A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264005 (2010).
9. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. A. Odincov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. I. Stognij, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 172411 (2016).
10. 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).
11. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. A. Odintsov, A. A. Martyshkin, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, *JETP Lett.* **108**, 312 (2018).
12. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC-Press, London, N.Y. (1996).
13. M. S. Sodha and N. C. Srivastava, *Microwave Propagation in Ferrimagnetics*, Springer US, N.Y. (1981).
14. D. D. Stancil and A. Prabhakar, *Spin Waves: Theory and Applications*, Springer, N.Y. (2009).
15. 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).
16. A. V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, E. N. Beginin, A. A. Grachev, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *JETP Lett.* **107**, 25 (2018).
17. A. V. Sadovnikov, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *Phys. Rev. Appl.* **9**, 051002 (2018).
18. Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, and A. Chumak, *Sci. Adv.* **4**, 1701517 (2018).
19. M. Krawczyk and D. Grundler, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 123202 (2014).
20. N. J. Karl, R. W. McKinney, Y. Monnai, R. Mendis, and D. M. Mittleman, *Nat. Photonics* **9**, 717 (2015).
21. B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Munzenberg, *Phys. Rep.* **507**, 107 (2011).
22. H. Sasaki and N. Mikoshiba, *Electron. Lett.* **15**, 172 (1979).
23. A. Yu. Annenkov and S. V. Gerus, *J. Comm. Tech. Electron.* **41**, 196 (1996).
24. S. N. Bajpai, *J. Appl. Phys.* **58**, 910 (1995).
25. T. W. O'Keeffe and R. W. Patterson, *J. Appl. Phys.* **49**, 4868 (1978).
26. M. J. Donahue and D. G. Porter, *OOMMF User's Guide, Version 1.0, NIST* (The National Institute of Standards and Technology), Gaithersburg, MD (1999), v. 6376, p. 320.
27. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).

28. V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, A.N. Slavin, and S.O. Demokritov, *Sci. Rep.* **5**, 8578 (2015).
29. V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, and S.O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 172410 (2014).
30. V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, and S.O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 022403 (2015).
31. S.E. Sheshukova, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, Yu.P. Sharaevsky, and S.A. Nikitov, *IEEE Magn. Lett.* **5**, 1 (2014).