

05,13

Невзаимное распространение спиновых волн в асимметричной магнойной структуре

© А.А. Грачев, А.В. Садовников

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

E-mail: stig133@gmail.com

Поступила в Редакцию 28 июля 2023 г.

В окончательной редакции 13 сентября 2023 г.

Принята к публикации 26 сентября 2023 г.

Представлено исследование эффектов спин-волновой связи в структуре, состоящей из параллельно ориентированных магнитных микроволноводов на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ). Структура представляет собой два ЖИГ-микроволновода, разделенных воздушным зазором в вертикальном направлении, обеспечивающим дипольное взаимодействие между ними, при этом центры микроволноводов сдвинуты друг относительно друга в горизонтальном направлении, образуя асимметричную геометрию вертикально связанных микроволноводов. С помощью микромагнитного моделирования, продемонстрировано явление невзаимного распространения спиновых волн в асимметричной геометрии вертикально связанных микроволноводов. На основе метода конечных элементов рассчитан спектр собственных мод рассматриваемой структуры при изменении полярности внешнего магнитного поля, демонстрирующий изменение дипольной связи вертикально связанных ЖИГ-микроволноводов. Данные результаты свидетельствуют о проявлении невзаимного распространения спиновых волн из нескольких факторов. Во-первых, асимметричное распределение внутреннего магнитного поля относительно центра каждой магнитной микроволновода. Во-вторых, зависимость интеграла перекрытия собственных мод от изменения полярности внешнего магнитного поля. С помощью микромагнитного моделирования показана трансформация длины связи спиновых волн при изменении вертикального зазора между микроволноводами. Полученные в работе результаты расширяют возможности применения рассмотренной структуры в качестве направленного ответвителя спиновых волн.

Ключевые слова: невзаимность, магноники, дипольное взаимодействие, связанные структуры.

DOI: 10.61011/FTT.2023.11.56546.167

1. Введение

Использование элементарных квантов магнитных возбуждений (магнонов или спиновых волн (СВ)) в качестве носителей информационных сигналов в последнее время все больше привлекает интерес, ввиду возможности передачи магнитного момента (спина) электрона без переноса электрического заряда и, следовательно, без выделения тепла, присущего полупроводниковым технологиям [1,2]. Свойства СВ определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитных средах и могут существенно меняться при структурировании магнитных пленок. СВ находят применение в задачах, связанных с генерацией [3], передачей [4] и обработкой [5,6] информационных сигналов в микро- и наномасштабах.

Создание элементарных блоков, выполняющих заданный набор функций обработки сигнала (мультиплексирование и демultipлексирование [7–9], деление сигналов [10,11], пространственно-частотная селекция [12], линейное [13] и нелинейное переключение [14]), приводит к необходимости разработки элементов межсоединений для эффективной передачи спиновых волн внутри магнойных сетей [15,16], представляющих собой топо-

логию связанных магнитных микро- и наноразмерных структур.

Распространение невзаимных СВ в магнойных структурах в последние годы приобрело значительную актуальность благодаря своим уникальным свойствам и потенциальному применению таких структур [17–21]. Под невзаимностью понимается асимметричный транспорт СВ, когда их распространение разрешено в одном направлении, а в противоположном перекрывается или подавляется. Эта особенность открывает новые возможности для разработки перспективных устройств магноники с улучшенными функциональными характеристиками [18,19]. Невзаимное распространение [21–25] СВ может наблюдаться в магнитных волноводах при конфигурации касательного намагничивания (когда направление волнового вектора и внешнее магнитное поле перпендикулярны друг другу в плоскости пленки). В этом случае собственные моды СВ, распространяющихся в прямую и обратную стороны, могут существенно отличаться из-за различия поверхностных анизотропий магнитного поля на двух поверхностях пленки [23–25]. Для многослойных волноводов классическим объектом, демонстрирующим невзаимность, является структура из двух аналогичных слоев с антипараллельной ориентацией намагниченно-

сти [23,24]. До сих пор эффект не взаимного распространения СВ рассматривался только для магнитных волноводов с металлизацией [22] или для многослойных волноводов, с различными значениями намагниченности насыщения [25]. При этом данные изменения в магнитных средах формируют не взаимности областей распространения волны.

В настоящей работе предложена асимметричная магнетонная структура на основе двух ЖИГ-микроволноводов, разделенных вертикальным воздушным зазором, обеспечивающим дипольное взаимодействие между ними, при этом центры микроволноводов сдвинуты друг относительно друга в горизонтальном направлении. На основе проведенных исследований показано, что в асимметричной магнетонной структуре величина длины связи спиновых волн трансформируется при изменении зазора между ними, что приводит к возможности увеличения плотности функциональных элементов при проектировании многоуровневых магнетонных сетей. На основе метода конечных элементов рассчитан спектр собственных мод рассматриваемой структуры при изменении полярности внешнего магнитного поля, демонстрирующий изменение дипольной связи вертикально связанных ЖИГ-микроволноводов.

2. Структура и микромагнитное моделирование

На рис. 1, *a* схематически показана рассматриваемая структура, представляющая собой систему из параллельно ориентированных магнитных микроволноводов из пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ, $Y_3Fe_5O_{12}(111)$), толщиной $10\ \mu m$ и намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750\ G$, система расположена на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ, $Gd_3Ga_5O_{12}(111)$), толщиной $500\ \mu m$. ЖИГ-микроволноводы обозначены S_1 , и S_2 и имеют ширины $w = 200\ \mu m$. Расстояние между микроволноводами составляет $s = 10\ \mu m$ (см. вставку на рис. 1, *a*). Центр микроволновода S_2 сдвинут, относительно центра микроволновода S_1 на величину $\xi = w/2$. Длина (вдоль оси x) микроволновода S_1 составляет $6\ mm$ и $5\ mm$ составляет длина микроволновода S_2 . Структура помещена в однородное статическое магнитное поле величиной $H_0 = 1200\ Oe$, направленное вдоль оси y . Данная конфигурация позволяет эффективно возбуждать поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). Возбуждение ПМСВ, распространяющейся вдоль положительного направления оси x , происходит в микроволноводу S_1 , на котором находится область возбуждения P_{in} .

Следует отметить, что при исследовании распространения СВ в поперечно ограниченных структурах, важным является учет размагничивающих внутренних магнитных полей. Было проведено численное моделирование, выполненное в программном пакете MuMax3 и

основанное на решении методом Дормана–Принса [26] уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ):

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1.1)$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, $\alpha = 10^{-5}$ — параметр затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a$ — эффективное магнитное поле, \mathbf{H}_0 — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ — поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} — обменное поле, \mathbf{H}_a — поле анизотропии, $\gamma = 2.8\ \text{MHz/Oe}$ — гиромагнитное отношение в пленке ЖИГ. Для уменьшения отражения сигнала от границ расчетной области ($y = 0$ и $y = 8\ mm$) при расчете были введены регионы ($0 < y < 0.5\ mm$ и $5.5 < y < 6\ mm$) с увеличивающимся в геометрической прогрессии коэффициентом α . Поскольку структура помещена в магнитное поле, направленное касательно плоскости каждого из микроволноводов, то конфигурация статической (равновесной) намагниченности и условия возбуждения волны определяют тип магнитостатической волны в пленке ЖИГ. Следовательно, данная геометрия намагничивания обеспечивает возбуждение ПМСВ и статическая намагниченность будет ориентирована вдоль внешнего магнитного поля. Константа обмена в пленке ЖИГ составляет $A_{\text{ex}} = 3.612\ \text{pJ/m}$. При этом в рамках данной задачи рассматривается только зеемановская энергия взаимодействия магнитных моментов с внешним полем и диполь-дипольное взаимодействие внутри области ферромагнетика, которое вкуче с геометрическими ограничениями задачи определяет влияние анизотропии формы, которая определяет неоднородное распределение внутренних магнитных полей. Размер одного элемента сетки составлял $5 \times 3 \times 2\ \mu m^3$, чтобы исключить влияние неоднородного обмена. При этом расчет с уменьшенным размером элемента не дает существенных изменений в получаемых статических и динамических характеристиках, что объясняется тем, что рассматриваемые величины длин волн превышают на порядок величину длины обмена для ЖИГ.

Для возбуждения распространяющихся спиновых волн синусоидальное магнитное поле $h = h_0 \sin(2\pi ft)$ прикладывалось к участку длиной $100\ \mu m$ с различной амплитудой колебаний h_0 и частотой f . $M_z(x, y, t)$ каждой ячейки снималось в течение $300\ ns$, что достаточно для достижения устойчивого состояния. Колебания $m_z(x, y, t)$ рассчитывались для всех ячеек по формуле $m_z(x, y, t) = M_z(x, y, t) - M_z(x, y, 0)$, где $M_z(x, y, 0)$ соответствует основному состоянию.

На рис. 1, *b, d, f, h* приведены результаты микромагнитного моделирования распределения интенсивности спиновой волны пропорциональные величине квадрата динамической намагниченности $I(x, y) = \sqrt{m_x^2 + m_z^2}$, на рис. 1, *e, g, i* показаны распределения компоненты динамической намагниченности m_z на частоте $f = 5.30\ \text{GHz}$. На рис. 1, *b–e* приведен случай для величины вертикального зазора $s = 10\ \mu m$, карты на рис. 1, *b, c* сняты для слоя, соответствующего микроволноводу S_1 , а на

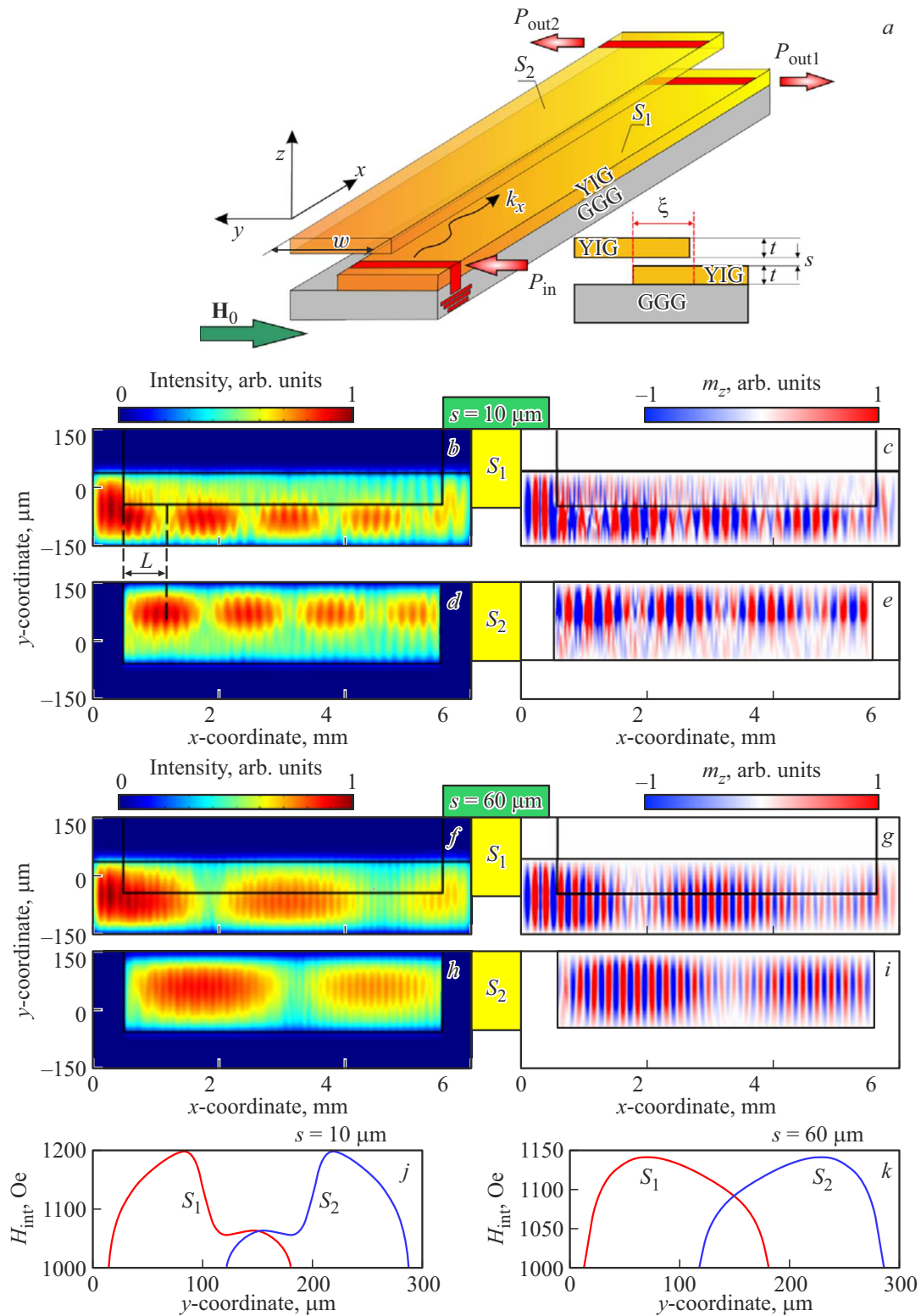


Рис. 1. (a) Схема асимметричной маггонной структуры. (b–i) На левых панелях приведены распределения интенсивности спиновой волны пропорциональные величине квадрата динамической намагниченности, на правых панелях показаны распределения компоненты динамической намагниченности m_z . (b–e) Случай для вертикального зазора $s = 10 \mu\text{m}$. (f–i) Случай для вертикального зазора $s = 60 \mu\text{m}$. Данные приведены для $H_0 = 1200 \text{ Oe}$ и частоты входного сигнала $f = 5.3 \text{ ГГц}$. Профили внутреннего магнитного поля микроволноводов для значений вертикального зазора $s = 10 \mu\text{m}$ (j) и $s = 60 \mu\text{m}$ (k).

рис. 1, *d, e* сняты для слоя, соответствующего микроволноводу S_2 . Из полученных данных видно, что мощность спиновой волны перекачивается из микроволновода S_1 в S_2 на расстояние вдоль оси x , равном длиной связи L , численное значение которого совпадает с расстоянием, на котором энергия СВ передается из полоски S_1 в полоски S_2 . При этом важно отметить, что в обоих микроволноводах пучок СВ распространяется несимметрично, относительно центра каждого микроволновода. Увеличение вертикального зазора до величины $s = 60 \mu\text{m}$ (см. рис. 1(*f-i*)) приводит к увеличению длины связи L практически в 2 раза и также в системе практически пропадает асимметрия распространения пучки СВ в микроволноводах.

Далее было выполнено расчет внутренних магнитных полей вдоль ширины микроволнопроводов. На рис. 1, *j, k* показаны профили внутреннего магнитного поля ЖИГ-микроволнопроводов в сечении $x = 3 \text{ mm}$ при изменении значения зазора s . Видно, что при зазоре $s = 10 \mu\text{m}$ (см. рисунок 1, *j*) происходит сильная трансформация профилей H_{int} в обоих микроволноводах в виде резкого уменьшения величины внутреннего магнитного поля в области пересечения ЖИГ-микроволнопроводов. При этом асимметрия в распределении H_{int} не препятствует перекачке СВ между микроволноводами, таким образом в связанной системе создаются два волноведущих канала в каждом из ЖИГ-микроволнопроводов, не симметричные, относительно их центров. При зазоре $s = 60 \mu\text{m}$ распределение H_{int} для каждого микроволновода практически выравнивается в центре каждого из них. Мы будем обозначать эту геометрию как асимметричная магنونная структура. Следует добавить, что термин „асимметричный“ здесь означает асимметричное расположение микроволнопроводов: относительно их центров и создание асимметричного профиля распределения внутреннего магнитного поля в них.

Следует отметить, что электромагнитные волны, распространяющиеся в структурах с гиротропными средами, обладают свойством невзаимности — зависимостью значения волнового числа от направления распространения. И если повернуть микроволновод добавив еще один и сдвинуть его относительно центра первого, то это вызовет асимметрию в распределении внутреннего магнитного поля и приведет к возникновению областей невзаимного распространения СВ в рассматриваемой системе.

Для демонстрации невзаимного распространения СВ в асимметричной магنونной структуре были рассчитаны частотные зависимости спектральной плотности мощности при изменении полярности внешнего магнитного поля. Для этого входной сигнал задавался в виде $h_z(t) = h_0 \sin c(2\pi f_c t)$ с центральной частотой $f_c = 7 \text{ GHz}$, $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$. Затем значение динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ в выходных областях $P_{\text{out}1,2}$ было записано с шагом $\Delta t = 75 \text{ fs}$ в течение времени $T = 500 \text{ ns}$. В результате можно было построить частотную зависимость динамической намагниченности

выходных областях $P_{\text{out}1,2}$ с помощью преобразования Фурье.

На рис. 2, *a, b* приведены частотные спектры сигнала СВ на выходных областях микроволнопроводов S_1 (см. рис. 2, *a*) и S_2 (см. рис. 2, *b*) для случаев отрицательного (сплошные кривые) и положительного (пунктирные кривые) направления внешнего магнитного поля относительно оси y . Данные результаты показаны для случая сдвига $\xi = w/2$. Изменение полярности внешнего магнитного поля приводит к перераспределению мощности сигнала спиновых волн в микроволноводах в областях частотных провалов (см. зеленые и желтые области на рис. 2, *a, b*), соответствующих передаче мощности спиновых волн между ЖИГ-микроволноводами. Можно заметить, что для микроволновода S_1 изменение полярности внешнего магнитного поля приводит к увеличению прохождения мощности СВ (приблизительно 10 dB) в диапазоне от 5.47 до 5.5 GHz. Этот факт демонстрирует частотную перестройку режимов распространения СВ в предложенной магنونной структуре: путем изменения полярности внешнего магнитного поля. В то же время, если рассмотреть случай двух вертикально связанных микроволнопроводов при $\xi = 0$ (см. рис. 2, *c*), то можно заметить главное отличие — в этой системе отсутствует невзаимное распространение СВ.

Также следует отметить, что явление невзаимного распространения СВ может быть связано с двумя факторами. Первый — это сильно неоднородное асимметричное распределение внутреннего магнитного поля. Второй — наличие распределенной дипольной связи между магнитными микроволноводами в вертикальном направлении, что приводит к изменению траектории прецессии магнитного момента [20] и эллиптичности [27] движения прецессии спинового момента вдоль ширины ЖИГ-микроволнопроводов.

3. Расчет спектра собственных мод

Так как метод микромагнитного моделирования не позволяет в полной мере получить информацию о спектре собственных мод спиновых волн, распространяющихся в рассматриваемой структуре, были рассчитаны электродинамические свойства асимметричной магنونной структуры с использованием метода конечных элементов [28,29], выполненное в программном пакете Comsol Multiphysics. При моделировании в частотной области все компоненты электромагнитного поля зависят от частоты согласно закону $e^{i\omega t}$. В таком случае уравнения Максвелла для вектора напряженности электрического поля \mathbf{E} дают уравнение

$$\nabla \times (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - k^2 \epsilon \mathbf{E} = 0, \quad (1.2)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi/f$ — круговая частота, f — частота электромагнитной волны.

В расчете были использованы следующие параметры: диэлектрические проницаемости подложки ГГГ и ЖИГ-микроволнопроводов полагались равными $\epsilon_{GGG} = 9$ и

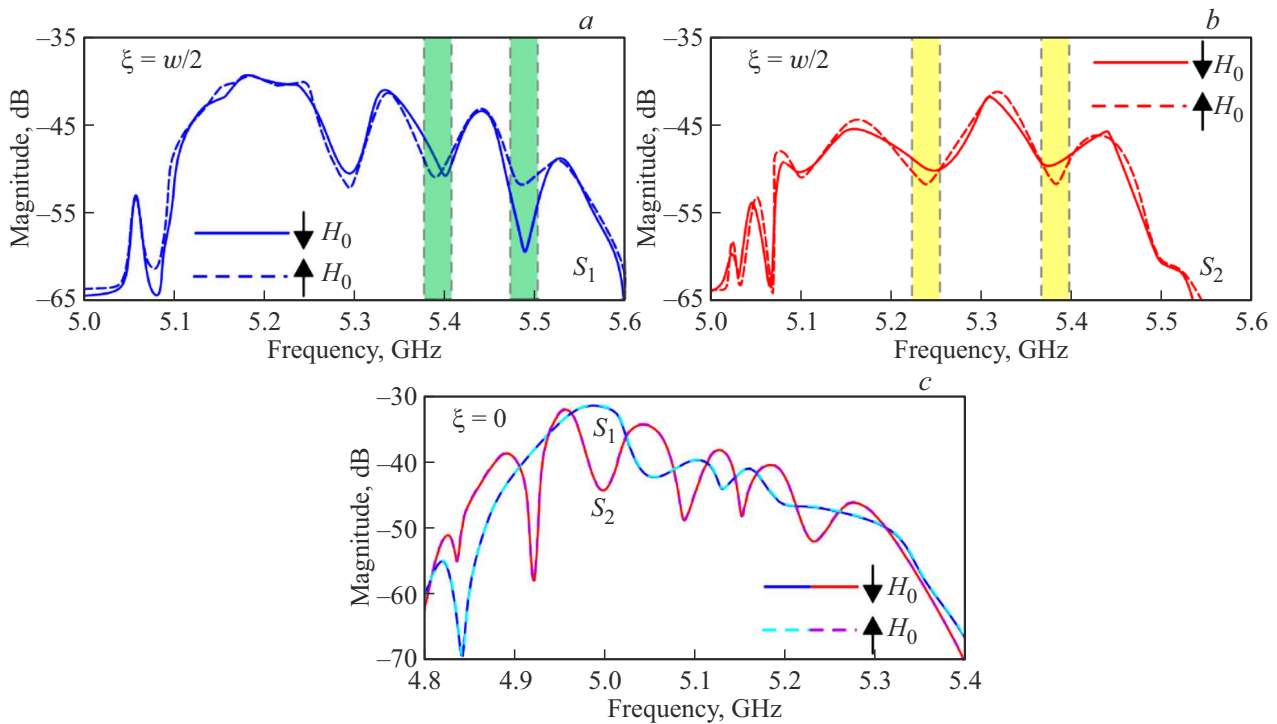


Рис. 2. (a) Схема асимметричной маггонной структуры. (b–i) На левых панелях приведены распределения интенсивности спиновой волны пропорциональные величине квадрата динамической намагниченности, на правых панелях показаны распределения компоненты динамической намагниченности m_z . (b–e) Случай для вертикального зазора $s = 10 \mu\text{m}$. (f–i) Случай для вертикального зазора $s = 60 \mu\text{m}$. Данные приведены для $H_0 = 1200 \text{ Oe}$ и частоты входного сигнала $f = 5.3 \text{ ГГц}$. Профили внутреннего магнитного поля микроволноводов для значений вертикального зазора $s = 10 \mu\text{m}$ (j) и $s = 60 \mu\text{m}$ (k).

$\epsilon_{YIG} = 14$ соответственно, а тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}(f)$ полосок YIG был установлен в виде

$$\hat{\mu}(f) = \begin{pmatrix} \mu(f) \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi & i\mu_a(f) \sin \varphi & (1 - \mu(f)) \sin \varphi \cos \varphi \\ -i\mu_a(f) \sin \varphi & \mu(f) & i\mu_a(f) \cos \varphi \\ (1 - \mu(f)) \sin \varphi \cos \varphi & -i\mu_a(f) \cos \varphi & \mu(f) \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \end{pmatrix},$$

где

$$\mu(f) = \frac{f_{\perp}^2 - f^2}{f_H^2 - f^2}, \quad \mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2},$$

$$f_M = \gamma 4\pi M_0 = 4.9 \text{ GHz}, \quad f_H = \gamma H_0 = 3.36 \text{ GHz},$$

$$f_{\perp} = \sqrt{f_H(f_H + f_M)} = 5.26 \text{ GHz}$$

— частота поперечного ферромагнитного резонанса в касательно намагниченной ферритовой пленке, $\varphi = \pm 90^\circ$ — угол направления внешнего магнитного поля относительно оси x . Спектр собственных мод вертикально связанной структуры состоит из ортогональной системы симметричной (см. рис. 3, a) и антисимметричной мод (см. рис. 3, b) с соответствующими волновыми числами Φ_S и Φ_{AS} . При изменении полярности внешнего магнитного поля распределения мод (см. рис. 3, c, d) локализуются в области между магнитными микроволноводами. Также наблюдается относительное изменение интенсивности в распределениях при изменении полярности внешнего магнитного поля, поскольку все четыре распределения построены на одном и том же численном

интервале H_z . Данные результаты также могут свидетельствовать об изменении энергии спиновых волн и волновых чисел собственных мод, а значит, и спиновой дисперсии в целом, что хорошо согласуется с результатами микромагнитного моделирования. При этом, если построить распределение компоненты H_x магнитного поля (см. рис. 3, e), можно увидеть, что распределение магнитного поля (распределение \vec{H} обозначено линиями со стрелками) внутри магнитных микроволноводов неравномерно по толщине и также претерпевает трансформацию у краев. Этот факт также вызывает невзаимное распространение СВ в системе.

При этом, если перейти к случаю, возникающему в касательно намагниченном ферритовом микроволноводе при изменении ориентации магнитного поля на противоположное и рассмотреть поперечную структуру поля волны (вывести распределение поля вдоль толщины микроволновода) [30], то изменится область внутри микроволновода, в которой наблюдается максимум компоненты магнитного поля. При этом можно ввести вектор

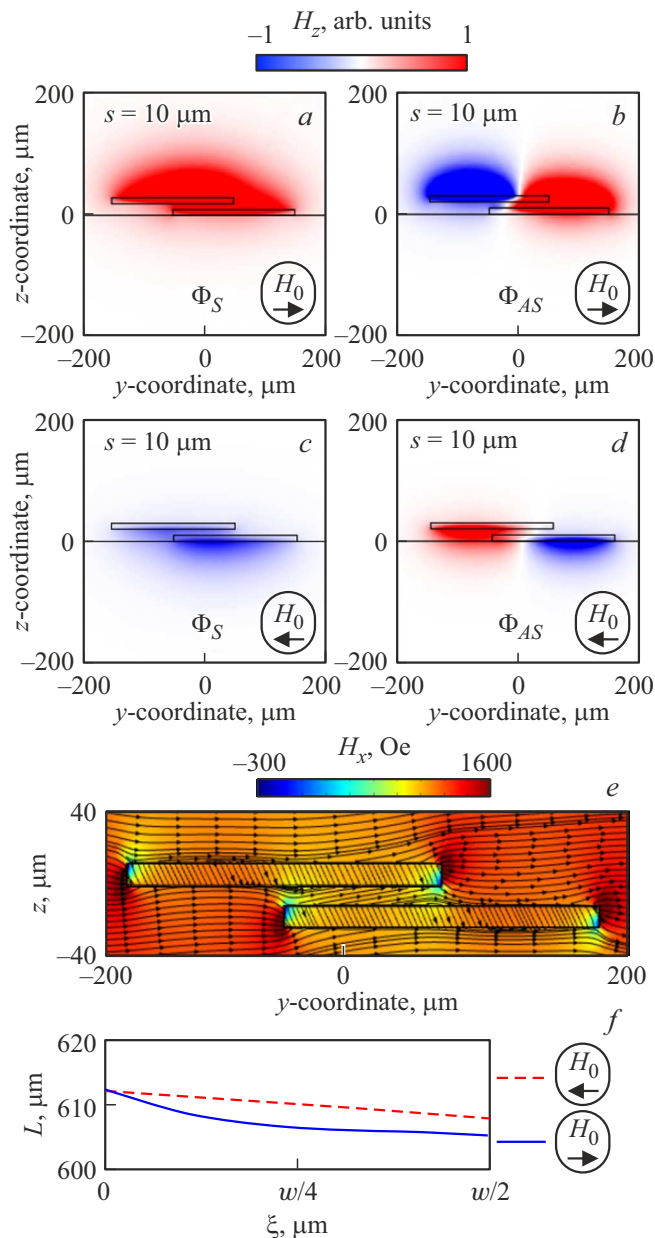


Рис. 3. (a–d) Распределения компоненты H_z магнитного поля для собственных мод асимметричной магнойной структуры. Данные приведены для $H_0 = 1200$ Oe и частоты входного сигнала $f = 5.3$ GHz. Двумерная карта пространственного распределения H_x -компоненты магнитного поля в асимметричной магнойной структуре. Распределение \mathbf{H} обозначено линиями со стрелками. Зависимость L , как функция от сдвига между центрами микроволноводов ξ , для случаев направления внешнего магнитного поля в отрицательную (пунктирная красная кривая) и в положительную (сплошная синяя кривая) сторону относительно оси y .

нормали к поверхности пленки $\mathbf{n} = \pm 1$, вблизи которой наблюдается максимум компоненты магнитного поля. При изменении направления внешнего магнитного поля мода смещается от одной поверхности микроволновода к другой. В случае наличия вектора сдвига ξ одного

из микроволноводов относительно другого, причем сонаправленного с вектором напряженности магнитного поля $\xi \parallel \mathbf{H}$ в свойствах симметрии спиновых волн, распространяющихся вдоль системы микроволноводов симметричных изменений наблюдаться не будет (тройки векторов $\mathbf{k}, \mathbf{H}, \mathbf{n}$ и $\mathbf{k}, \xi, \mathbf{n}$ будут правыми) однако распределение профилей полей собственных мод будут меняться при изменении ориентации магнитного поля на противоположное. Этот факт и вызывает невзаимность в областях распространения волны в волноведущей структуре, образованной тонкопленочными ферритовыми микроволноводами со сдвигом.

На рис. 3, f показана зависимость длины связи

$$L = \frac{\pi}{|\Phi_S - \Phi_{AS}|}$$

от изменения значения сдвига между центрами микроволноводов ξ . Важно отметить, что изменение значения ξ от 0 до $w/2$ приводит к уменьшению L на $5 \mu\text{m}$. При изменении полярности внешнего магнитного поля наблюдается небольшое изменение значений L , особенно в области $\xi = w/2$. Этот факт также подтверждает, что в асимметричном расположении магнитных полосок перекрытие интеграла собственных мод зависит от направления внешнего магнитного поля. Таким образом, можно сказать, что предложенная система обладает достаточной чувствительностью при изменении параметров, таких как сдвиг ξ , относительно центров микроволноводов. Использование явления невзаимного распространения СВ является значительным преимуществом перед устройствами фотонники [31,32].

4. Заключение

Таким образом, с помощью численных исследований продемонстрирован спин-волновой транспорт в асимметричной магнойной структуре в виде вертикально связанных ЖИГ-микроволноводов. На основе микромагнитного моделирования и метода конечных элементов, получены амплитудно-частотные характеристики СВ и спектры собственных мод асимметричной магнойной структуры. Показано, что изменение полярности внешнего магнитного поля приводит к изменению связи между ЖИГ-микроволноводами. Данные результаты свидетельствуют о проявлении невзаимного распространения спиновых волн от нескольких факторов. Во-первых, асимметричное распределение внутреннего магнитного поля относительно центра каждого магнитного микроволновода, создавая области невзаимного распространения СВ. Во-вторых, зависимость интеграла перекрытия собственных мод от изменения полярности внешнего магнитного поля. С помощью микромагнитного моделирования показана трансформация длины связи спиновых волн при изменении вертикального зазора между микроволноводами. Полученные в работе результаты расширяют возможности применения рассмотренной структуры в качестве направленного ответвителя спиновых волн.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-30027).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Grafe, C. Adelmann, S. Cotofana, A. Naeemi, V.I. Vasylchka, B. Hillebrands. *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 413001 (2021).
- [2] S.A. Nikitov, A.R. Safin, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.V. Logunov, M.A. Morozova, S.A. Odintsov, S.A. Osokin, A.Yu. Sharaevskaya, Yu.P. Sharaevsky, A.I. Kirilyuk. *Phys. Usp.* **63**, 945 (2020).
- [3] A.B. Кондрашов, А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос. *Письма в ЖТФ* **36**, 5, 62 (2010).
- [4] S.J. Hämmäläinen, M. Madami, H. Qin, G. Gubbiotti, S. van Dijken. *Nature Commun.* **9**, 1, 4853 (2018).
- [5] G. Csaba, Á. Papp, W. Porod. *Phys. Lett. A* **381**, 17, 1471 (2017).
- [6] M. Balinskiy, H. Chiang, A. Khitun. *Aip Adv.* **8**, 5 (2018).
- [7] Ю.К. Фетисов, А.С. Сигов. *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии* **10**, 3, 343 (2018).
- [8] K. Vogt, F.Y. Fradin, J.E. Pearson, T. Sebastian, S.D. Bader, B. Hillebrands, A. Hoffmann, H. Schultheiss. *Nature Commun.* **5**, 3727 (2014).
- [9] Z. Zhang, M. Vogel, J. Holanda, M.B. Jungfleisch, C. Liu, Y. Li, J.E. Pearson, R. Divan, W. Zhang, A. Hoffmann, Y. Nie, V. Novosad. *Appl. Phys. Lett.* **115**, 232402 (2019).
- [10] Г.М. Дудко, А.В. Кожевников, Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов, А.Г. Хитун, С.А. Никитов. *Радиотехника и электроника* **63**, 10, 1105 (2018).
- [11] X.S. Wang, Y. Su, X.R. Wang. *Phys. Rev. B* **95**, 014435 (2017).
- [12] Y. Hashimoto, D. Bossini, T.H. Johansen, E. Saitoh, A. Kirilyuk, T. Rasing. *Phys. Rev. B* **97**, 140404(R) (2018).
- [13] R. Gieniusz, P. Gruszecki, M. Krawczyk, U. Guzowska, A. Stognij, A. Maziewski. *Sci. Rep.* **7**, 8771 (2017).
- [14] H.G. Bauer, P. Majchrak, T. Kachel, C.H. Back, G. Woltersdorf. *Nature Commun.* **6**, 8274 (2015).
- [15] Y. Khivintsev, V. Sakharov, A. Kozhevnikov, G. Dudko, Y. Filimonov, A. Khitun. *J. Magn. Magn. Mater.* **545**, 11, 168754 (2022).
- [16] Three-dimensional magnonics: layered, micro-and nanostructures / Ed. G. Gubbiotti. CRC Press (2019).
- [17] M. Jamali, J.H. Kwon, S.-M. Seo, K.-J. Lee, H. Yang. *Sci. Rep.* **3**, 1 (2013).
- [18] J. Chen, H. Yu, G. Gubbiotti. *J. Phys. D* **55**, 123001 (2021).
- [19] H. Wang, J. Chen, T. Yu, C. Liu, C. Guo, S. Liu, K. Shen, H. Jia, T. Liu, J. Zhang. *Nano Res.* **1** (2020)
- [20] P. Deorani, J.H. Kwon, H. Yang. *Current Appl. Phys.* **14**, S129 (2014).
- [21] F. Vanderveken, H. Ahmad, M. Heyns, B. Sofee, C. Adelmann, F. Ciubotaru. *J. Phys. D* **53**, 495006 (2020).
- [22] O. Gladii, M. Haidar, Y. Henry, M. Kostylev, M. Bailleul. *Phys. Rev. B* **93**, 5, 054430 (2016).
- [23] P.A. Grünberg. *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1531 (2008).
- [24] R.A. Gallardo, T. Schneider, A.K. Chaurasiya, A. Oelschlägel, S.S.P.K. Arekapudi, A. Roldán-Molina, R. Hübner, K. Lenz, A. Barman, J. Fassbender, J. Lindner, O. Hellwig, P. Landeros. *Phys. Rev. Appl.* **12**, 034012 (2019).
- [25] S. Odintsov, S. Sheshukova, S. Nikitov, E. Lock, E. Beginin, A. Sadovnikov. *J. Magn. Magn. Mater.* **546**, 168736 (2022).
- [26] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).
- [27] M. Krawczyk, D. Grundler. *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 123202 (2014).
- [28] P.P. Silvester, R.L. Ferrari. *Finite Elements for Electrical Engineers*. Cambridge University Press (1996). 541 p.
- [29] O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, J.Z. Zhu. *The finite element method: its basis and fundamental*. Elsevier (2005).
- [30] D.D. Stancil, A. Prabhakar. *Spin waves*, N.Y. Springer Sci. (2009).
- [31] S. Yoo, B. Guan, R.P. Scott. *Microsystems Nanoeng.* **2**, 1 (2016).
- [32] X. Mu, S. Wu, L. Cheng, H. Fu. *Appl. Sci.* **10**, 1538 (2020).

Редактор Т.Н. Василевская