

05,13

Особенности формирования запрещенных зон при многомодовом распространении спиновых волн в магнанных кристаллах

© А.А. Мартышкин¹, Е.Н. Бегинин¹, С.Е. Шешукова¹, Ю.П. Шараевский¹,
С.А. Никитов^{1,2}, А.В. Садовников^{1,2}

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Москва, Россия

E-mail: aamartyshkin@gmail.com

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии исследована динамика спиновых волн при их многомодовом распространении в магннном кристалле, представляющем собой нерегулярный узкий ферритовый волновод с периодической модуляцией границ. Показана трансформация модового состава спиновых волн, распространяющихся в нерегулярном ферритовом волноводе. Экспериментально изучена пространственно-временная динамика спиновых волн и характеристики запрещенных зон магннного кристалла, показана возможность управления частотно-селективными свойствами такой структуры. Путем возбуждения суперпозиции четных или нечетных ширинных мод ферритовой микроструктуры появляется возможность контроля положения запрещенных зон магннного кристалла. Результаты эксперимента согласуются с результатами микромагнитного моделирования распространения и трансформации спектра спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитной периодической структуре.

Ключевые слова: спиновые волны, магнника, магннный кристалл, микромагнитное моделирование.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52819.17НН

1. Введение

В настоящее время активно исследуются спиновые волны, распространяющиеся в планарных ферромагнитных структурах различной размерности (одномерных (1D) и двумерных (2D)) с периодической пространственной модуляцией параметров [1]. Периодические структуры могут быть созданы различными способами, например: путем пространственной вариации магнитных свойств материалов (например, намагниченности насыщения) [2], изменением толщины или ширины планарных волноведущих магнитных структур [3–5], созданием двумерных магнитных решеток [6], пространственной модуляцией статических магнитных полей [6] и др. Такие периодические структуры, называемые магннными кристаллами (МК) [1,3], характеризуются наличием запрещенных зон на частотах, где выполняется условие Брэгга $k_B = n\pi/L$ (где L — период структуры, k_B — брэгговское волновое число, n — порядковый номер зоны). Параметры запрещенных зон (глубина, частотная ширина) зависят в частности от относительной глубины модуляции пространственных параметров $\xi = \Delta w/w_0$, где Δw — вариация, w_0 — среднее значение параметра, соответственно.

МК могут быть использованы в качестве элементной базы для разработки различных функциональных устройств для обработки сигналов в СВЧ-диапазоне радиоволн: резонаторов, ответвителей, линий задерж-

ки, фильтров, фазовращателей и т.д. Теоретически и экспериментально наиболее хорошо изучены 1D-МК (вариация параметров среды или геометрических размеров вдоль одного из направлений) на основе волноводов постоянной ширины с характерными поперечными размерами 2–3 мм и с малой величиной модуляции $\xi < 0.1$. В таких МК распространение волн можно считать одномодовым и рассеяние волн на неоднородностях происходит без возбуждения высших мод. Для теоретического исследования подобных МК широко применяются методы на основе одноволнового приближения: метод связанных волн [7], метод матрицы передачи [4], метод плоских волн [8] и т.д.

Миниатюризация элементной базы и создание интегральных схем для систем обработки информации вызывает необходимость перехода в область микронных и субмикронных пространственных масштабов МК с одновременным уменьшением длины распространяющихся волн. В этой области пространственных масштабов основным типом волноведущей структуры для создания 1D-МК являются волноводы на основе пленок пермаллоя. МК на основе волноводов с периодическим изменением ширины экспериментально и теоретически изучались в ряде работ [4,9]. Для этого типа МК величина ξ определяет относительную глубину модуляции ширины волновода. При малых значениях модуляции $\xi < 0.1$ для анализа таких структур можно также использовать одноволновое приближение. Однако, даже в этом случае

возбуждение и распространение волн в поперечно ограниченных МК является существенно многомодовым, спектр поперечных волновых чисел квантуется и в дисперсионных характеристиках $\omega(k)$ волн появляются ветви соответствующие так называемым ширинным модам. С уменьшением ширины волновода w_0 и при фиксированной частоте ω межмодовое расстояние Δk по волновым числам между ветвями увеличивается. В регулярных волноводах эти моды распространяются независимо, однако в волноводах с модуляцией ширины увеличение глубины модуляции ξ может приводить к связи ширинных мод рассеивающихся на неоднородных границах волновода. При большой величине модуляции ξ ($\xi > 0.1$) необходимо учитывать межмодовое взаимодействие распространяющихся волн в формирование запрещенных зон [10].

Тонкие пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), по сравнению с пермаллоем, обладают существенно меньшими параметрами диссипации и широко используются для создания МК и управляемых устройств спинтроники и магноники [1,4,8]. При уменьшении поперечных размеров регулярных волноводов на основе ЖИГ до сотен микрон характер распространения волн также имеет существенно многомодовый характер. Представляет интерес изучение особенностей формирования запрещенных зон в МК на основе ЖИГ-волноводов с периодической модуляцией ширины и пространственного распределения интенсивности спин-волновых возбуждений на различных частотах. Магнетонные кристаллы на основе волноводов как правило представляют собой соединение регулярной и периодической волноведущих структур обладающих различными спектрами собственных волн, причем возбуждение волн осуществляется микрополосковыми антеннами расположенными в регулярном волноводе.

В настоящей работе исследуется нерегулярный ЖИГ-волновод, который представляет собой две секции, соединенные ЖИГ-волноводом с линейно меняющейся шириной. Первая секция представляет собой широкий волновод, в области которого происходит возбуждение спиновых волн микрополосковой антенной. Вторая секция — это МК на основе узкого волновода с периодической модуляцией ширины. Волновод с изменяющейся шириной выступает в качестве согласующего элемента [11] и может быть использован для управления модовым составом спиновых волн распространяющихся в области МК [12,13].

Экспериментальное измерение пространственного распределения амплитуд волн можно проводить различными методами, например, СВЧ-зондами. Однако, с уменьшением геометрических размеров волноводов (менее $500 \mu\text{m}$), пространственное разрешение зондовых методов становится недостаточным. В настоящее время для исследования пространственных и временных характеристик волн в волноводах микронных и субмикронных размеров, широко используется метод бриллюэновского

рассеивания света на магнитных возбуждениях в ферромагнитных структурах (BLS) [14]. В настоящей работе представлены результаты исследования методом BLS особенностей формирования запрещенных зон и многомодового распространения магнитостатических волн в 1D-МК в различных частотных областях.

2. Экспериментальное и численное исследование

Для создания МК использовалась монокристаллическая пленка ЖИГ $[\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3(111)]$ толщиной $d = 10 \mu\text{m}$, намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1350 \text{ G}$, выращенная на галлий-гадолиниевом основании толщиной $500 \mu\text{m}$. На поверхности пленки ЖИГ методом лазерного скрайбирования [15] был создан нерегулярный волновод магнитостатических волн путем соединения двух регулярных волноводов шириной $2000 \mu\text{m}$ и $w_0 = 353 \mu\text{m}$ через участок волновода с линейным изменением ширины (рис. 1). В узком волноводе аналогичным способом был создан 1D МК с периодической последовательностью вырезов прямоугольной формы на его краях и геометрическими размерами, показанными на вставке к рис. 1. Общая длина нерегулярного волновода составляла 6 mm , длина узкого волновода с МК — 5 mm . Для возбуждения магнитостатических волн (МСВ) использовались микрополосковые антенны спиновых волн шириной $30 \mu\text{m}$ и длиной 3 mm . Входная антенна располагалась в широкой части нерегулярного волновода на расстоянии 1.5 mm от плоскости, соответствующей началу периодической структуры в узком волноводе. Выходная антенна располагалась в узкой части волновода на расстоянии $h = 5 \text{ mm}$ от входной антенны. Волновод с МК помещался во внешнее однородное магнитное поле величиной $H_0 = 440 \text{ Oe}$, ориентированное в плоскости волновода вдоль оси антенн. В нерегулярном волноводе с МК возбуждались поверхностные МСВ.

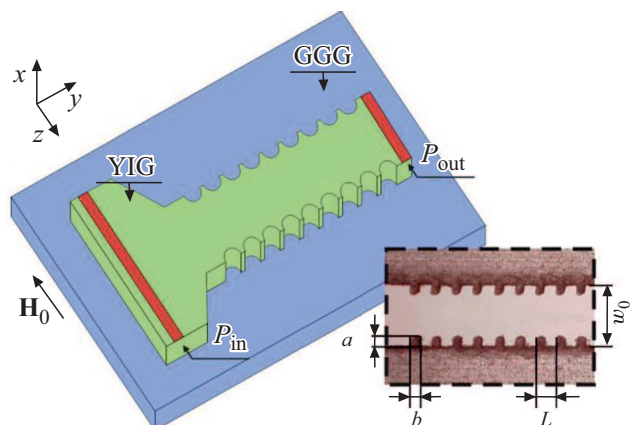


Рис. 1. Нерегулярный волновод с периодически изменяющейся шириной (1D МК), на вставке — фотография фрагмента структуры с размерами $a = 60 \mu\text{m}$, $b = 60 \mu\text{m}$, $L = 122 \mu\text{m}$, $w_0 = 353 \mu\text{m}$.

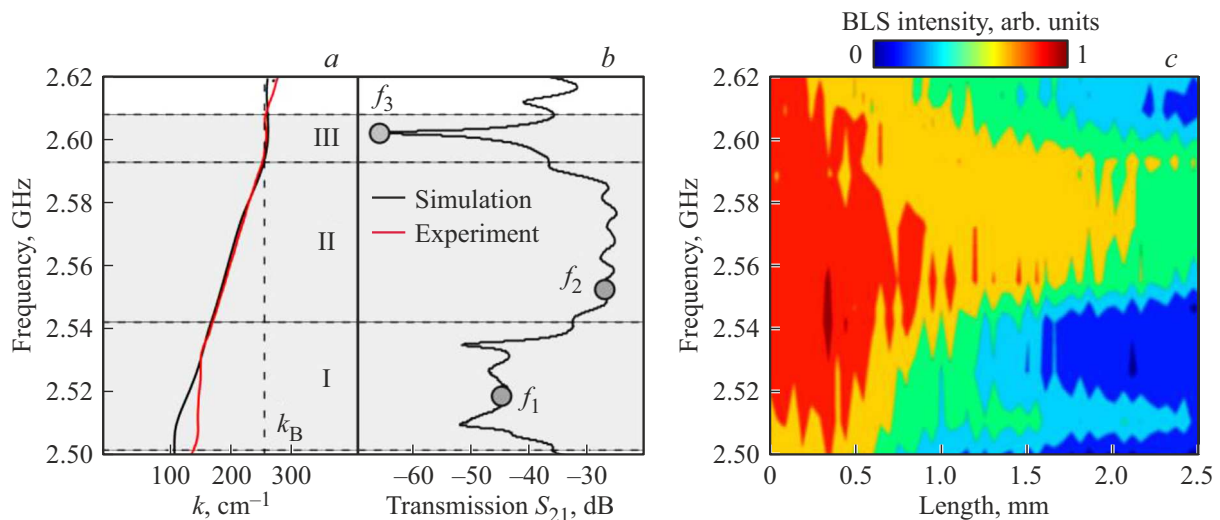


Рис. 2. Дисперсионные характеристики МСВ (а) построенные по экспериментальным данным (черная кривая) и с помощью численного моделирования (красная кривая). Частотный коэффициент передачи S_{21} (b). Точками отмечены характерные частоты, где проводились измерения $f_1 = 2.519$, $f_2 = 2.55$, $f_3 = 2.608$ GHz. c — пространственно-частотное распределение интенсивности $I(y, f)$ МСВ в МК.

Измерение элементов матрицы рассеяния МК (S -параметры) в СВЧ-диапазоне радиоволн проводилось векторным анализатором цепей (VNA). На рис. 2 представлены результаты измерения S -параметров (черная кривая) МК при входной мощности СВЧ-сигнала $P_{in} = -30$ dB для исключения влияния трех-магнонных процессов распада спиновых волн. Дисперсионная характеристика МСВ (рис. 2, а) находилась по измеренной величине фазового набега $\varphi(f)$ МСВ между микрополосковыми антеннами из соотношения $k(f) = \varphi(f)/h$.

Было проведено микромагнитное моделирование в программе MuMax3 [16] на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right],$$

которое описывает прецессию магнитного момента \mathbf{M} в эффективном магнитном поле $H_{\text{eff}} = H_0 + H_{\text{demag}} + H_{\text{ex}} + H_a$, где H_0 — внешнее магнитное поле, H_{demag} — поле размагничивания, H_{ex} — обменное поле, H_a — поле анизотропии. При этом поле анизотропии ЖИГ не учитывалось. Для уменьшения отражений сигнала от границ расчетной области были введены области с увеличивающимся в геометрической прогрессии коэффициентом затухания $\alpha = 10^{-5} - 1$ на границах волноведущей структуры [17]. Для создания структуры в качестве магнитного микроволновода использовались тонкие пленки ЖИГ с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1750$ G. Безразмерный параметр диссипации полагался равным $\alpha = 10^{-5}$, а обменная жесткость $A_{\text{ex}} = 3 \cdot 10^{-7}$ erg/cm. Исследуемая структура может быть представлена в виде волноведущей системы, представляющая собой магнитную полосу промодулированную по ширине, образующую спин-волновой канал

помещенный во внешнее однородное магнитное поле $H_0 = 440$ Oe направленное вдоль оси x (рис. 1, а).

Был проведен расчет значений динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$, при этом входной сигнал переменного магнитного поля, создаваемого микрополоском с током, задавался в виде $b_z(t) = b_0 \sin c(2\pi f_c t)$, где $f_c = 10$ GHz, $b_0 = 10$ mOe. Динамическая намагниченность записывались с шагом $\delta t = 75$ fs в течении времени $T = 300$ ns. Далее, используя двойное Фурье преобразование, были построены дисперсионные характеристики МСВ (рис. 2, а (красная кривая)), которые качественно совпадают с экспериментальными результатами.

На рис. 2, b представлены результаты измерения модуля частотного коэффициента передачи $S_{21}(f)$.

На зависимости $S_{21}(f)$ можно выделить три характерные частотные области с различными уровнями ослабления МСВ. Область I с большим уровнем ослабления — 50 dB находится вблизи начала спектра МСВ с волновыми числами $k \sim 100$ cm $^{-1}$. Область III с центральной частотой $f_3 = 2.608$ GHz, уровнем ослабления — 60 dB соответствуют МСВ с волновыми числами $k \sim 240$ cm $^{-1}$. Области I и III разделены областью II, где МСВ распространяются со сравнительно малым ослаблением ($S_{21} \approx 30$ dB). Из экспериментально измеренной дисперсионной характеристики МК следует, что область III соответствуют МСВ с волновыми числами близкими к величине волнового числа k_B первой брэгговской запрещенной зоны $k \sim k_B = \pi/L = 257$ cm $^{-1}$.

Механизм возникновения зоны режекции МСВ в области I обусловлен многомодовым составом распространяющейся МСВ. Методом BLS было проведено исследование пространственного распределения интенсивности МСВ в МК на различных частотах при возбуждении структуры импульсным СВЧ-сигналами длительностью

$\tau = 200$ ns, периодом повторения $T_i = 1.5 \mu\text{s}$, различной мощности. Сканирование исследуемого нерегулярного волновода проводилось с различным пространственным разрешением $\Delta y \Delta z = 0.05 \times 0.03$ mm. Интенсивность рассеянного света на спиновых волнах определяется выражением $I(y, z, t) \propto |m(y, z, t)|^2$, где $m(y, z, t)$ — амплитуда МСВ.

На рис. 2, *c* показано пространственно-частотное распределение интегральной интенсивности

$$I(f, y) = \int_0^{T_i} \int_0^{w_0} I(f, y, z, t) dz dt / I_0(f),$$

где $I_0(f)$ — интегральная интенсивность, измеренная в сечении $y_{\text{MC}} = 0$ (mc — magnonic crystal) на заданной частоте f . Отметим, что началу МК в узком волноводе соответствует координата $y_{\text{MC}} = 0.25$ mm. На рис. 2, *c* наблюдаются две частотные области с сильным пространственным затуханием МСВ, причем положение этих областей на оси частот соответствуют областям I, III на рис. 2, *b*. Формирование запрещенных зон при этом происходит на расстоянии порядка 1 mm от начала МК, на котором укладывается около 10 периодов структуры. Таким образом, происходит пространственное формирование запрещенных зон за счет рассеивания МСВ на периодических краях волновода.

Пространственное распределение спиновых волн в МК характеризуется интегральной интенсивностью

$$I(y, z) = \int_0^T I(y, z, t) dt.$$

Распределение $I(y, z)$ показало, что на всех частотах в регулярной части узкого волновода до начала МК ($y < y_{\text{MC}}$) распространяются моды МСВ с поперечным распределением амплитуд по закону $\sin(n\pi z/w_0)$, $n = 1, 3, \dots$. Основной вклад в формирование картины пространственного распределения интенсивности спиновых волн вносят моды с $n = 1$ и $n = 3$. В рассматриваемом волноводе реализуется многомодовый режим возбуждения и распространения МСВ в МК [18].

На рис. 3 представлены пространственные распределения интегральной интенсивности $I(y, z)$ МСВ, измеренные на частотах f_1, f_2, f_3 . На этом же рисунке (правый столбец) показаны поперечные распределения интенсивности в широкой и узкой части волновода (в сечении $y = 0.7$ mm и $y = 0.76$ mm соответственно).

На всех частотах в области МК формируется регулярная пространственная картина распределения интенсивности МСВ за счет суперпозиции падающих и рассеянных на краях МК мод с различными модовыми индексами n . Распределение интенсивности практически симметрично относительно продольной оси МК, т.е. n принимает нечетные значения. Стоит отметить, что с помощью изменения ширины волноведущей структуры становится возможным управлять модовым составом

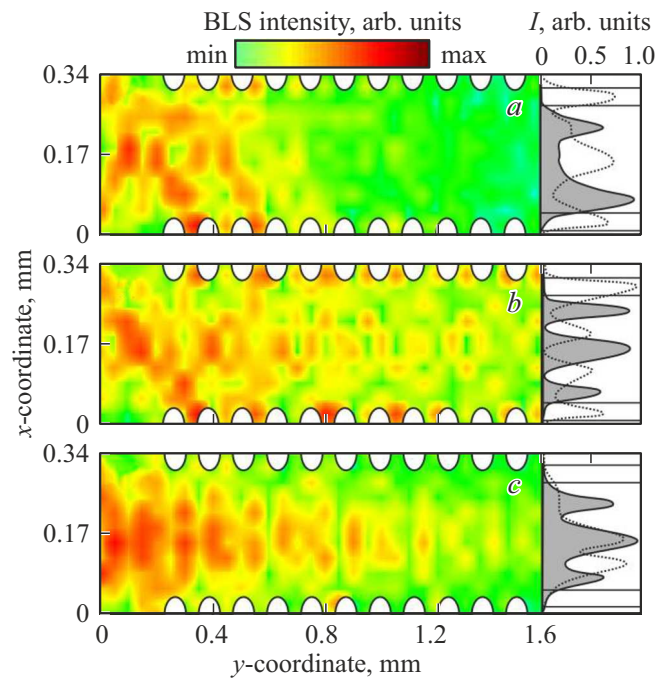


Рис. 3. Пространственное распределение $I(y, z)$ МСВ в МК на различных частотах входного СВЧ-сигнала: f_1 (*a*), f_2 (*b*), f_3 (*c*) и поперечные распределения $I(z)$ в широкой ($y = 0.7$ mm, пунктирная линия) и узкой частях волновода (0.76 mm, сплошная линия).

распространяющихся МСВ: нарушение осевой симметрии структуры приводит к формированию четных ширинных мод, если же осевая симметрия сохраняется при изменении ширины пленочного волновода, то модовый состав распространяющихся МСВ не изменяется.

Для оценки межмодового взаимодействия в рассматриваемом магнито-кристаллическом микроволноводе была использована модель сочленения двух полубесконечных волноведущих секций ферритовых микроволноводов различной ширины (w_1 и w_2). Задача дифракции спиновых волн на стыке двух полубесконечных волноводов рассмотрена в электродинамическом приближении в работе [19]. Дисперсия первой и третьей ширинных мод для ферритовых микроволноводов ширины $w_1 = 353$ mkm и $w_2 = 233$ mkm показаны на рис. 4, где схематически изображены профили распределения интенсивности спиновой волны поперек микроволноводов. При изменении параметра модуляции ширины волноводов $\delta = \frac{w_1 - w_2}{w_1}$ будет меняться степень связи первой моды волновода шириной w_1 с первыми тремя модами микроволновода шириной w_2 . В работе [20] показано, что ширина запрещенной зоны в периодических структурах в приближении малости индекса $\delta \ll 1$ пропорциональна величине индекса модуляции параметра периодичности. Следовательно, рост индекса модуляции приводит к увеличению ширины запрещенных зон. Однако для наблюдения запрещенных зон для волн с различными индексами необходимо чтобы вол-

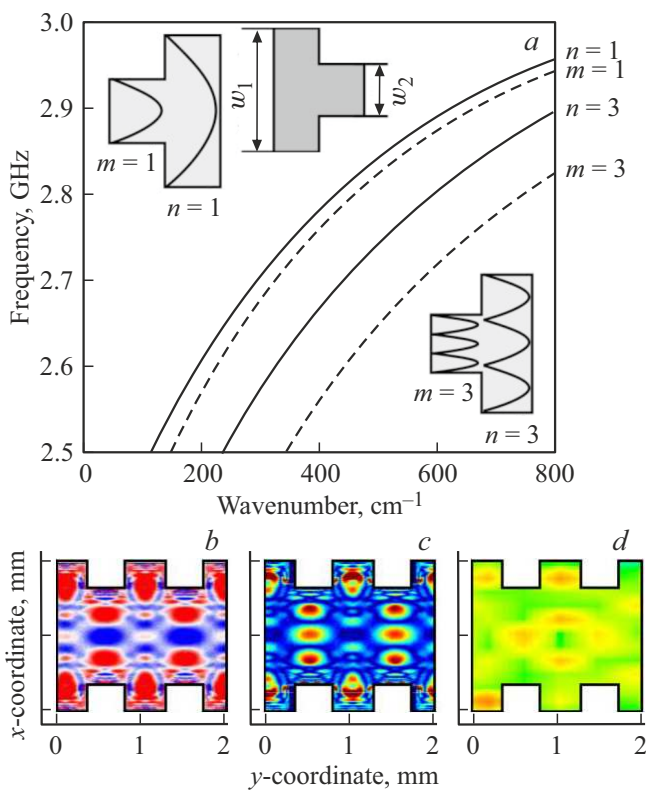


Рис. 4. Дисперсии первой и третьей шириных мод для ферритовых микроволноводов шириной $w_1 = 353 \mu\text{m}$ и $w_2 = 233 \mu\text{m}$ (a). Результат расчета динамической намагниченности на расстоянии 1.2 мм от входной антенны в виде карт пространственного распределения компоненты намагниченности m_z (b), интенсивности $I(y, z)$ (c) и экспериментальная карта распределения интегральной интенсивности $I(y, z)$ МСВ (d).

новоды имели достаточно малую ширину. Тогда спектр собственных мод будет достаточно разрежен и условия брэгговского отражения для каждой собственной моды будут выполняться на сильно различающихся частотах. При любой величине индекса модуляции эффективная связь уменьшается с увеличением индекса моды n . С ростом индекса модуляции в случае возбуждения фундаментальной моды в секции шириной w_1 будет наблюдаться уменьшение связи с первой модой и рост связи со второй и третьей модами в секции шириной w_2 . В экспериментально исследуемом волноводе индекс модуляции ширины имеет величину порядка $\delta = 0.33$ при этом наблюдается достаточно эффективная межмодовая связь магнитостатических волн. Распространяющиеся высшие моды также рассеиваются на стыках волноводов различных сечений формируя запрещенные зоны в дисперсионных ветвях соответствующих мод. Для доказательства данного эффекта было проведено микромагнитное моделирование, при котором сигнал возбуждался на левой границе структуры с пространственным профилем, соответствующим первой шири-

ной моде микроволновода шириной w_1 . На рис. 4, b, c показан результат расчета динамической намагниченности на расстоянии 1.2 мм от входной антенны в виде карт пространственного распределения компоненты намагниченности m_z и интенсивности $I = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$. Для сравнения с экспериментальными измерениями на рис. 4, d приведена область карты распределения интегральной интенсивности $I(y, z)$ МСВ. Количество максимумов в микромагнитном и экспериментальном исследовании в узкой секции совпадает, что подтверждает наблюдаемое в эксперименте межмодовое взаимодействие.

3. Заключение

С помощью метода бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов были исследованы особенности многомодового распространения МСВ в нерегулярном ЖИГ волноводе с периодически модулированной шириной, сформированного из пленки ЖИГ методом лазерного скрайбирования. Показано, что с помощью изменения ширины волноведущей структуры становится возможным управлять как модовым составом распространяющихся МСВ: нарушение осевой симметрии структуры приводит к формированию четных шириных мод, если же осевая симметрия сохраняется при изменении ширины пленочного волновода, то модовый состав распространяющихся МСВ не изменяется. На экспериментально полученных пространственно-частотных распределениях интенсивности было показано существование запрещенных зон. Запрещенная зона в низкочастотной области формируется за счет межмодового взаимодействия МСВ и отражений от периодических неоднородностей на границах. Высокочастотная соответствует брэгговской запрещенной зоне магнитного кристалла со слабой периодической модуляцией границы. Распространение СВЧ-импульса в 1D МК на частотах между запрещенными зонами сопровождалось возбуждением локализованных мод МСВ на краях структуры. Данные эффекты необходимо учитывать при построении математических моделей данного типа 1D-МК и изготовлении частотно-селективных устройств на их основе.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov, J.-Y. Duquesne, M. Marangolo. *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 413001 (2021)
- [2] B. Obry, P. Pirro, Th. Bracher, A. Chumak, J. Osten, F. Ciubotaru. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 202403 (2013).
- [3] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилюк. *УФН* **190**, 1009 (2020).
- [4] A.V. Chumak, A.A. Serga, M.P. Kostylev, R.L. Stamps, H. Schultheiss, K. Vogt, S.J. Hermsdoerfer, B. Laegel, P.A. Beck, B. Hillebrands. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 262508 (2009).
- [5] M. Arikani, Y. Au, G. Vasile, S. Ingvarsson, V.V. Kruglyak. *J. Phys. D* **46**, 135003 (2013).
- [6] V.V. Kruglyak, P.S. Keatley, A. Neudert, R.J. Hicken, J.R. Childress, J.A. Katine. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 027201 (2010).
- [7] M.A. Morozova, S.A. Nikitov, Yu.P. Sharaevskii, S.E. Sheshukova. *Acta Phys. Polon. A* **121**, 1173 (2012).
- [8] M. Krawczyk, H. Puzkarski. *Phys. Rev. B* **77**, 054437 (2008).
- [9] F. Ciubotaru, A.V. Chumak, N.Yu. Grigoryeva, A.A. Serga, B. Hillebrands. *J. Phys. D* **45**, 255002 (2012).
- [10] K.-S. Lee, D.-S. Han, S.-K. Kim. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 127202 (2009).
- [11] V.E. Demidov, M.P. Kostylev, K. Rott, J. Münchenberger, G. Reiss, S.O. Demokritov. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 082507 (2011).
- [12] E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, Yu.P. Sharaevsky, S.A. Nikitov. *Solid State Phenomena* **215**, 389 (2014).
- [13] Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов. *Изв. РАН. Сер. физ.* **77**, 1735 (2013).
- [14] V.E. Demidov, J. Jersch, S.O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss. *Phys. Rev. B* **79**, 054417 (2009).
- [15] E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, Yu.P. Sharaevsky, S.A. Nikitov. *Solid State Phenomena* **215**, 389 (2014).
- [16] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).
- [17] G. Venkat, H. Fangohr. *JMMM* **450**, 34 (2018).
- [18] S.O. Demokritov, B. Hillebrands, A.N. Slavin. *Phys. Rep.* **348**, 441 (2001).
- [19] Л.А. Вайнштейн. *Электромагнитные волны. Радио и связь*, М. (1988). 440 с.
- [20] А.Д. Григорьев. *Электродинамика и микроволновая техника*. 2-е изд. Лань, СПб (2007). 704 с.

Редактор Ю.Э. Кутаев