

05

## Однонаправленное и частотно-селективное распространение спиновых волн в тонкопленочных двухслойных ЖИГ-микроволноводах и спин-волновых диодах на их основе

© Ю.В. Александрова<sup>1</sup>, Е.Н. Бегинин<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

E-mail: jvaleksandrova@gmail.com

Поступила в Редакцию 8 сентября 2023 г.

В окончательной редакции 20 сентября 2023 г.

Принята к публикации 29 сентября 2023 г.

Продemonстрированы режимы однонаправленного распространения спиновых волн (СВ) в касательно намагниченном и поперечно ограниченном микроволноводе, образованном из двух слоев железо-иттриевого граната (ЖИГ) с различающимися величинами намагниченностей насыщения внутри каждого слоя. Методом микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта проведено исследование режимов распространения СВ при учете диссипации в структуре. На основе построения спектров прохождения и дисперсионных характеристик СВ исследован двухчастотный однонаправленный режим распространения СВ, сопутствующим эффектом при этом является значительное проявление свойств невязимности поверхностных СВ. Для обратных объемных СВ обнаружена гибридизация высокочастотных и низкочастотных мод, проявляющаяся в расталкивании дисперсионных характеристик. Однонаправленный невязимный режим многомодового распространения СВ в двухслойных микроволноводах конечной ширины может быть использован для реализации устройств спинтроники и магноники, например, спиновых диодов и функциональных многодиапазонных элементов межсоединений в интегральных топологиях магнетонных сетей.

**Ключевые слова:** магноника, многослойные магнитные пленки, спиновые волны, дисперсионные характеристики, микромагнитное моделирование, микроволновод, невязимность.

DOI: 10.61011/FTT.2023.11.56548.198

### 1. Введение

Использование спиновых волн (СВ) позволяет осуществлять кодирование информационных сигналов путем изменения амплитуды или фазы волны, что обуславливает возможность построения логических элементов, осуществляющих функции обработки сигналов [1–8]. Интерес к многослойным структурам на основе антиферромагнитных, ферромагнитных и ферримагнитных систем вызван возможностью управлять дисперсией, диссипацией и взаимодействием СВ со спиновыми и электронными подсистемами структур [9,10]. Так, например, для структур ферромагнетик/тяжелый металл в настоящее время проводятся исследования возможности управления спектром СВ за счет асимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского–Мория [11]. Магнетонные многослойные структуры являются перспективной основой для разработки модулей функциональных элементов магноники и спинтроники, находящихся применение в обработке информационных сигналов [12], в том числе и для выполнения логических операций в СВЧ- и THz-диапазонах [13–15]. Магнетонные структуры на основе поперечно ограниченных магнитных микроволноводов конечных размеров [16] относятся к классу электродинамических открытых волноведущих систем

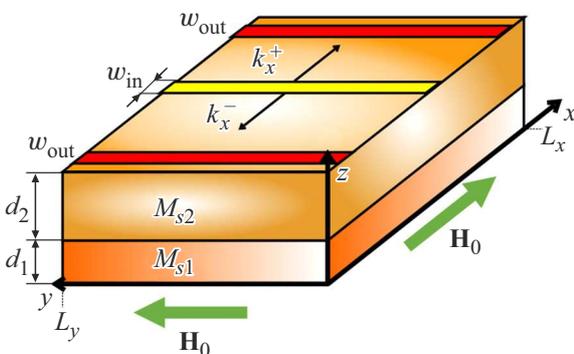
и могут рассматриваться, например, как однослойные микроволноводы прямоугольного поперечного сечения, заполненные гиротропной средой, с граничными условиями типа „магнитная стенка“, для которых закон дисперсии получен в ряде работ [17,18]. Получение дисперсионных соотношений СВ в поперечно-ограниченных тонкопленочных микроволноводах в аналитическом виде затруднительно и для исследования спектров собственных волн в таких структурах широко используются методы численного микромагнитного моделирования [19], реализованные на основе методов конечных элементов или методов конечных разностей во временной области. Так, например, в работе [20] проведено численное исследование распространения СВ в двухслойной структуре на основе слоев ЖИГ с различающейся намагниченностью насыщения, однако механизм невязимного характера распространения СВ в случае поперечного и продольного намагничивания двухслойного микроволновода не был выявлен. При этом для проектирования невязимных устройств магнетонной логики [21] важным оказывается учет трансформации дисперсионных характеристик СВ при изменении как геометрических размеров, так и ориентации направления поля подмагничивания. В работах [22] и [23] представлена аналитическая теория распространения обменно-дипольных спиновых волн в

безграничных двуслойных дипольно связанных магнитных пленках и проведены экспериментальные исследования. При этом исследования, направленные на создание магнетонного транзистора [24], могли бы быть продолжены при наличии способа, позволяющего реализовать режимы однонаправленного распространения СВ в магнетонных структурах. Поэтому задача проектирования и разработки устройств на основе спин-волновых диодов является весьма важной.

В настоящей работе использован метод микромагнитного моделирования для исследования трансформации спектра СВ в двуслойном микроволноводе в зависимости от его геометрических размеров. При этом рассмотрен случай влияния параметров микроволновода, направления поля подмагничивания на частотный диапазон, в котором реализуется невзаимный режим распространения поверхностных магнитостатических волн. На основе результатов расчетов предложена концепция спин-волнового диода, позволяющего реализовать однонаправленные режимы распространения сигнала.

## 2. Исследуемая структура и микромагнитное моделирование

В качестве материалов в диэлектрической магнетике [17] часто используются пленки и композитные структуры [25] на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) ввиду рекордно низких параметров диссипации при распространении СВ [26]. Характерные длины пробега СВ в ЖИГ имеют величину порядка нескольких сантиметров при микронных толщинах пленок ЖИГ. Исследуемый микроволновод (рис. 1) образован двухслойной пленкой ЖИГ с толщинами слоев  $d_1 = 6.9 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 8.9 \mu\text{m}$  и намагниченностями насыщения  $M_{s1} = 72 \text{ kA/m}$ ,  $M_{s2} = 138 \text{ kA/m}$  каждого слоя, соответственно. Геометрические размеры рассматриваемого волновода: суммарная толщина —  $L_z = d_1 + d_2$ , ширина —  $L_y = 100 \mu\text{m}$ , длина —  $L_x = 1.6 \text{ cm}$  (рис. 1). Микроволновод был помещен в однородное статическое



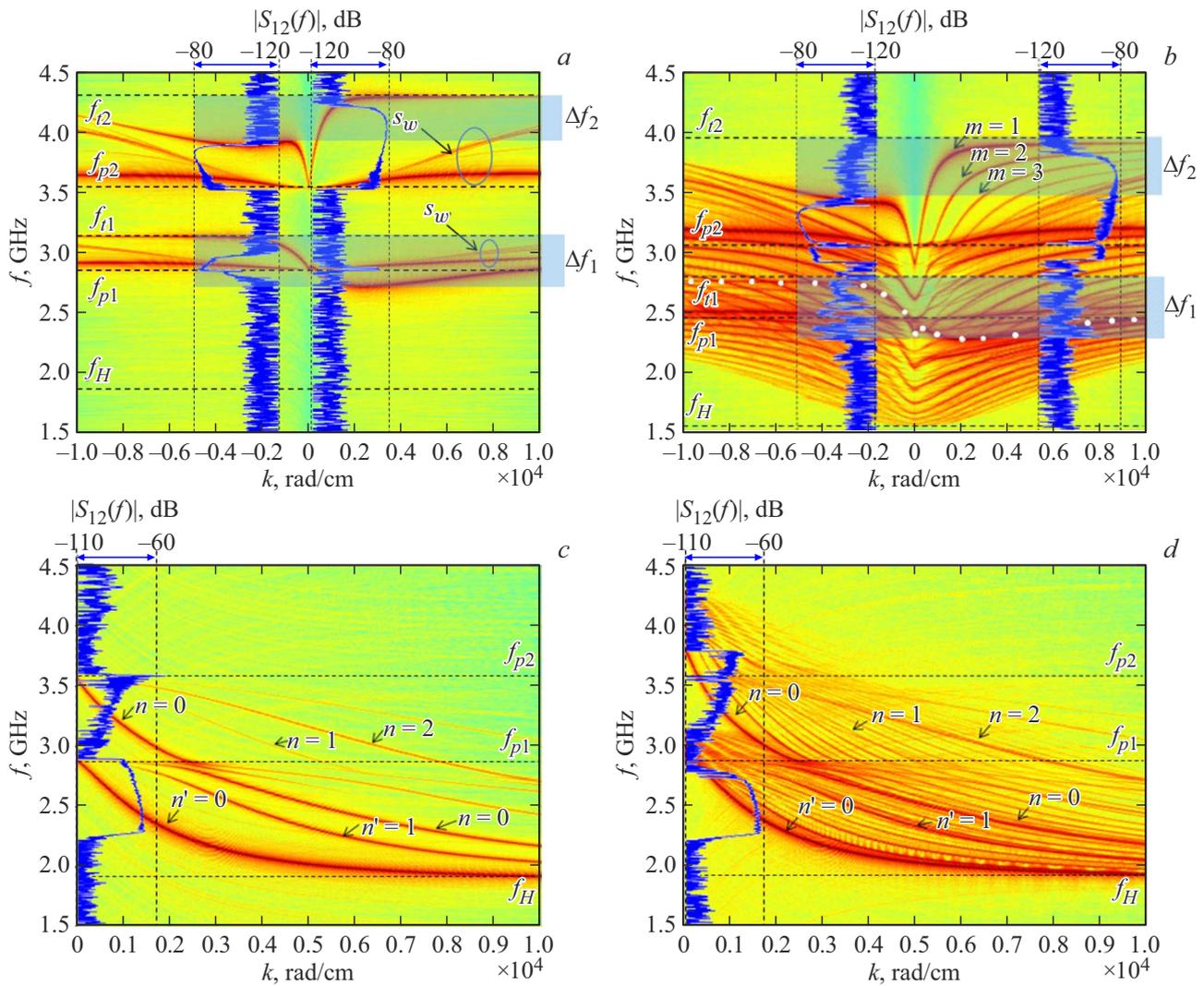
**Рис. 1.** Схема исследуемого поперечно ограниченного двуслойного магнетонного микроволновода. Ориентация внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  для различных типов СВ показана стрелками.

магнитное поле  $B_0 = \mu_0 H_0 = 67 \text{ mT}$  ориентированном, в зависимости от типа возбуждаемых СВ, либо вдоль оси  $y$  для поверхностных СВ либо вдоль оси  $x$  для объемных СВ. СВ возбуждались динамическим линейно поляризованным вдоль оси  $z$  магнитным полем  $h_z$  локализованным в пространственной области (антенне) размером  $w_{in} \times L_y \times L_z$  расположенной в сечении  $x = L_x/2$  (рис 1). Временная зависимость динамического поля задавалась функцией вида  $h_z(t) = h_0 \text{ sinc}(2\pi f_0(t - t_0))$ , ( $h_0$  — амплитуда динамического поля,  $f_0$  — частота среза,  $t_0$  — временной сдвиг импульса). Спектр прохождения  $|S_{12}(f)|$  СВ строился по временным реализациям  $m_z(t, x, y, z)$  полученным в плоскости выходных антенн  $w_{out}$  находящихся на расстоянии  $7 \cdot 10^3 \mu\text{m}$  от входной антенны. Для расчетов использовалась программа микромагнитного моделирования MuMax3 [27]. Расчетная область размером  $L_x \times L_y \times L_z$  разбивалась на  $8192 \times 32 \times 16$  ячеек с пространственными размерами  $1.9 \times 3.125 \times 0.98 \mu\text{m}^3$ , другие параметры имели значения: общее время моделирования  $t_s = 900 \text{ ns}$ ,  $h_0 = 0.1 \text{ mA/m}$ ,  $t_0 = t_s/2$ ,  $f_0 = 5 \text{ GHz}$ ,  $w_{in} = 5 \mu\text{m}$ . Микромагнитное моделирование основывается на численном решении уравнения движения намагниченности Ландау–Лифшица–Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = - \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t) - \frac{\alpha\gamma}{M_s(1 + \alpha^2)} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times (\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)),$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — безразмерный параметр затухания,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\mathbf{M}$  — намагниченность единицы объема магнетика,  $\mathbf{H}_{eff}$  — эффективное магнитное поле. При этом граничные условия при  $x = 0$  и  $x = L_x$  задавались в виде периодических граничных условий. При численном интегрировании ЛЛГ учитываются только следующие типы взаимодействий: зеемановское, обменное и магнитостатическое (диполь-дипольное). В этом случае эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{eff}$  — имеет вид:  $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{ms} + \mathbf{H}_{ex}$ , где  $\mathbf{H}_0$  — внешнее магнитное поле,  $\mathbf{H}_{ms}$  — магнитостатическое,  $\mathbf{H}_{ex}$  — обменное поле [7]. Обменным взаимодействием можно пренебречь в рассматриваемом случае толстых ферритовых пленок (порядка  $10 \mu\text{m}$ ) и малых величин постоянных распространения спиновых волн ( $< 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ). В этом случае межслойное взаимодействие имеет только диполь-дипольный характер.

Микромагнитное моделирование состояло из двух этапов. На первом этапе моделирования решалась статическая задача о распределении внутренних статических магнитных полей и намагниченности в микроволноводах для заданной ориентации внешнего магнитного поля  $H_0$ , на втором этапе решалась задача о возбуждении динамической намагниченности  $m(x, y, z, t)$  заданным динамическим полем  $h_z(t)$ . В ходе решения динамической задачи были получены последовательные временные реализации  $z$ -компоненты  $m_z(t, x, y, z)$  для сечения  $y = L_y/2$



**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики ПМСВ (a, b) и ООМСВ (c, d) СВ в двухслойной структуре: a), c)  $L_y = \infty$ , b), d) —  $L_y = 100 \mu\text{m}$ .

с фиксированным временным шагом  $\Delta t = 1/2f_0$ . Далее, с использованием двумерного преобразования Фурье для реализаций  $m_z(t, x, y, z)$  рассчитывались зависимости амплитуд спектра СВ  $D(f, k_x, z)$  от частоты  $f$  и постоянных распространения  $k_x$  при фиксированных значениях координаты  $z$ . Результирующие зависимости амплитуд  $D_s(f, k_x)$  были получены путем суммирования амплитуд спектров  $D(f, k_x, z)$  по всей толщине микроволновода. Полученные зависимости  $D_s(f, k_x)$ , представляют собой дисперсионные характеристики СВ в двухслойном микроволноводе. Распространение СВ происходит только вдоль оси  $x$  поэтому далее будем рассматривать только соответствующую постоянную распространения  $k = k_x$ .

Результаты расчета дисперсионных характеристик  $D_s(f, k)$  СВ и частотные зависимости спектральной плотности мощности  $|S_{12}(f)|$  СВ в плоскости выходных антенн для различной геометрии микроволноводов и ориентации внешнего магнитного поля представлены на

рис. 2 в виде закодированной цветом карты и синих кривых, соответственно. На рис. 2 также отмечены частотные границы существования магнитостатических СВ. При  $k \rightarrow 0$  частоты  $f_{p1,2} \sqrt{f_H(f_H + f_{M1,2})}$  — соответствуют началу дисперсионных ветвей СВ, при  $k \rightarrow \infty$  частоты  $f_{t1,2} = f_H + 1/2f_{M1,2}$  соответствуют коротковолновому пределу, где  $f_H = \gamma\mu_0 H_{0i}$ ,  $f_{M1,2} = \gamma\mu_0 M_{s1,2}$ ,  $\gamma = 28 \text{ GHz/T}$  — гиромангнитное отношение,  $H_{0i}$  — внутреннее статическое магнитное поле при заданной ориентации внешнего.

На рис. 2, a представлены дисперсионные характеристики и спектр прохождения СВ в безграничном ( $L_y = \infty$ ) плоском двухслойном микроволноводе на магнитном вдоль оси  $y$ , внутреннее магнитное поле равно внешнему —  $H_{0i} = H_0$ . При этом для рассмотрения безграничной структуры в плоскости  $(x, z)$  для сечений  $y = 0$ ,  $y = L_y$  при микромагнитном моделировании устанавливались периодические граничные условия. На рис. 2, a показано, что СВ существуют

в двух частотных диапазонах: низкочастотном в области частот  $[f_{p1}, f_{i1}]$  и в высокочастотном в области частот  $[f_{p2}, f_{i2}]$ . Также видно, что в каждом частотном диапазоне присутствуют ветви СВ с невзаимным ( $k^+(f) \neq k^-(f)$ ) и взаимным характером распространения ( $k^+(f) = k^-(f)$ ). Как показывает анализ распределений компоненты намагниченности  $m_z(z)$ , ветви с  $k^+(f) = k^-(f)$  относятся к высшим толщинным модам дипольно-обменных СВ в магнитных пленках со свободными спинами на границах разделов ферромагнитных слоев [28]. На рис. 2, *a* совокупность этих дисперсионных ветвей обозначены как  $S_w$ . С точки зрения практического использования СВ в функциональных элементах магноники наибольший интерес представляют невзаимные СВ, поэтому моды  $S_w$  не рассматриваются. Низшими модами в этих диапазонах являются СВ с экспоненциальным распределением  $m_z(z)$  по толщинам ферромагнитных слоев. В случае однослойных безграничных микроволноводов низшие моды СВ в магнитостатическом приближении соответствуют поверхностным магнитостатическим волнам (ПМСВ) [29]. Отличительным свойством ПМСВ является локализация максимумов распределения  $m_z(z)$  на одной из границ разделов ферромагнитных слоев в зависимости от направления распространения и сильная зависимость дисперсионных характеристик от симметрии граничных условий [30].

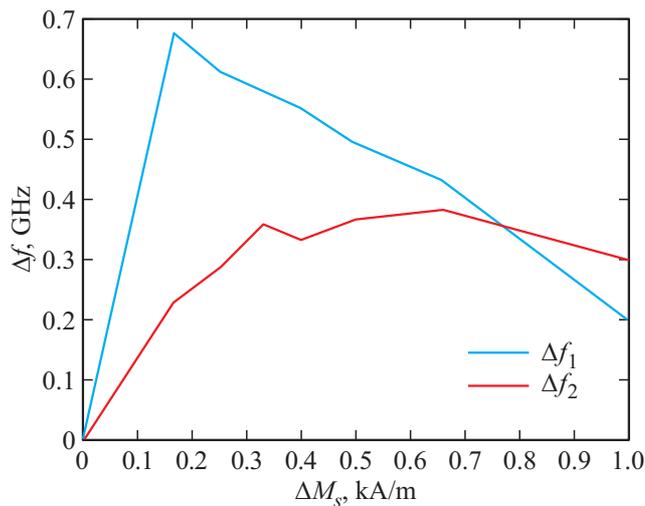
В высокочастотной области  $[f_{p2}, f_{i2}]$  волне с постоянной распространения  $k(f) > 0$  соответствует СВ с максимумом амплитуды на границе слоя с большей намагниченностью  $M_{s2}$  и внешней немагнитной средой. Дисперсии такой моды слабо зависят от граничных условий раздела слоев и близки к дисперсионным характеристикам волны Деймона–Эшбаха [30] в однослойном плоском волноводе с такой же намагниченностью  $M_{s2}$ . Мода СВ с  $k(f) < 0$  локализована на границе раздела двух магнитных сред. Влияние асимметричных граничных условий на границе раздела слоев, приводят к существованию режима однонаправленного распространения СВ для волновых чисел  $|k| < 0.3 \times 10^4$  рад/см частотном диапазоне от 4 GHz до  $f_{i2}$  обозначенном на рис. 2, *a*) как  $\Delta f_2$ .

В области значений постоянных распространения  $k(f) > 0$  соответствующих низкочастотной области  $[f_{p1}, f_{i1}]$ , СВ локализируются на границе слоев с разными намагниченностями. СВ с  $k(f) < 0$  локализованы на границе слоя с меньшей намагниченностью  $M_{s1}$  и внешней немагнитной средой. Проявление асимметричных граничных условий наблюдается и на дисперсионных характеристиках СВ в низкочастотной области. Вблизи начала спектра СВ ( $0 < |k| < 0.2 \times 10^4$  рад/см), в диапазоне обозначенном  $\Delta f_1$  отмечается однонаправленный перенос энергии СВ в направлении „-x“ (групповая скорость СВ  $v_g < 0$ ) за исключением малой области вблизи  $|k| \approx 0$ . Однонаправленные и невзаимные режимы распространения СВ в плоском двухслойном микроволноводе могут быть использованы для реализации спиновых диодов и вентилях [27,31]. При этом

из анализа полученных частотных зависимостей спектральной плотности мощности  $|S_{12}(f)|$  следует, что режим однонаправленного ответвления СВ реализуется в рассматриваемой системе, и проявляется в различном затухании СВ, распространяющихся в противоположных друг к другу направлениях в случае, когда направление внешнего магнитного поля ортогонально направлению фазовой скорости СВ.

На рис. 2, *b* представлены дисперсионные характеристики и спектр прохождения  $|S_{12}(f)|$  СВ в поперечно-ограниченном ( $L_y = 100 \mu\text{m}$ ) двухслойном микроволноводе намагниченном вдоль оси  $y$ . В этом случае в плоскости  $(x, z)$  для сечений  $y = 0, y = L_y$  устанавливались естественные граничные условия. В поперечно-ограниченных микроволноводах квантование постоянных распространения вдоль оси  $y$  в диапазонах частот  $[f_{p1}, f_{i1}]$  и  $[f_{p2}, f_{i2}]$  приводит к появлению ширинных мод поверхностных СВ характеризуемых индексами  $m$  ( $m = 1, 2, \dots$ ) и тригонометрическим распределением намагниченности по ширине микроволноводов [17]. На частотах  $f < f_{p1}$  и  $f < f_{p2}$  дисперсионные характеристики представлены ветвями ширинных мод относящихся как к объемным так и поверхностным типам СВ. В высокочастотной области  $[f_{p2}, f_{i2}]$  в диапазоне частот  $\Delta f_2$  наблюдается режим однонаправленного распространения ширинных мод поверхностных СВ эффективно возбуждаемых антенной. В остальных частотных диапазонах распространение СВ имеет невзаимный характер для волн поверхностного типа и взаимный для волн объемного типа. Как следует из анализа спектральной плотности мощности  $|S_{12}(f)|$  эффективность возбуждения СВ в этих частотных диапазонах существенно ниже. Таким образом в случае поперечно ограниченных двухслойных микроволноводов режимы невзаимного и однонаправленного распространения могут быть эффективно реализованы только в одном высокочастотном диапазоне.

Рассмотрим дисперсионные характеристики СВ в безграничном ( $L_y = \infty$ ) плоском двухслойном микроволноводе намагниченном вдоль оси  $x$  (рис. 2, *c*). При такой ориентации поля распространяются обратные объемные спиновые волны (ОСВ) с тригонометрическими распределениями намагниченности по толщине магнитных слоев. Также, как и для ПМСВ внутреннее магнитное поле равно внешнему —  $H_{0i} = H_0$ . СВ существуют в двух перекрывающихся частотных диапазонах  $[f_{p1}, f_H]$  и  $[f_{p2}, f_H]$ . На рис. 2, *c*) видно, что низшая толщинная мода ( $n = 0$ ) для пленки с большей намагниченностью, т.к. нижняя граница существования ОСВ одинакова. Если рассмотреть поперечно ограниченную двухслойную структуру (рис. 2, *d*), то происходит дополнительное расщепление ветвей дисперсионных характеристик за счет дополнительного квантования постоянных распространения СВ вдоль оси  $y$  и появления ширинных мод. Все ветви с различным распределением намагниченности по толщине расщепляются



**Рис. 3.** Зависимость частотных диапазонов однонаправленного распространения СВ от разницы намагнитченностей слоев.

на дополнительные ветви с различным распределением намагнитченности по ширине волновода. Стоит отметить, что распространение ООСВ имеет взаимный характер и дисперсионные характеристики приведены только для случая  $k > 0$ .

Проведем анализ, как будет изменяться частотный диапазон от разницы намагнитченностей слоев. На рис. 3 показаны зависимости частотные диапазоны однонаправленного распространения СВ от разницы намагнитченностей слоев  $\Delta M_s = M_{s2} - M_{s1}$ . Частотные границы областей определялись по условию равенства групповой скорости СВ на дисперсионных характеристиках на соответствующих ветвях. Видно, что величины  $\Delta f_1$  и  $\Delta f_2$  немонотонно зависят от разницы намагнитченностей  $\Delta M_s$ . Данный факт может быть использован для оп-

тимизации спин-волновых невзаимных устройств под конкретные требования.

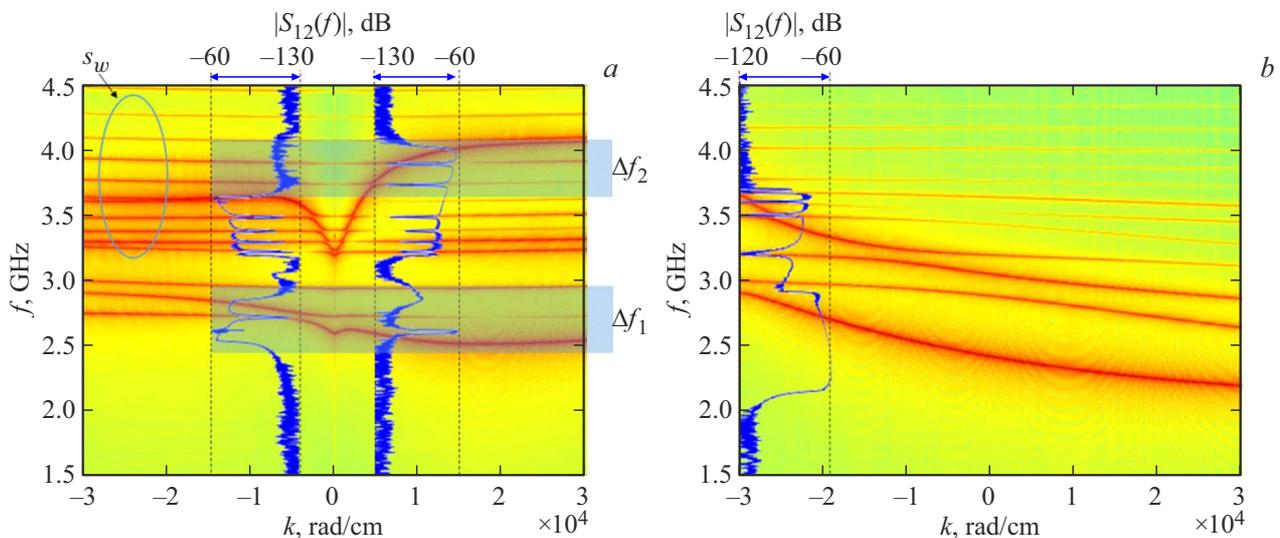
Рассмотрим, как видоизменяются дисперсионные характеристики СВ при уменьшении толщин слоев исследуемой двухслойной структуры до значений  $d_1 = 0.69 \mu\text{m}$  и  $d_2 = 0.89 \mu\text{m}$ , соответственно. Для упрощения анализа рассмотрим только случай безграничных двухслойных волноводов.

Из рис. 4 видно, что спектр представляет собой совокупность ветвей СВ с различными распределениями намагнитченности по толщине. Существует бесконечное число мод с тригонометрическим распределением по толщине (горизонтальные линии на рис. 4, а), высшие моды пересекают основную моду и возникают эффекты гибридизации т.е. расталкивания основной моды с высшими. Важно отметить, что в субмикронных пленках сохраняется режим однонаправленного распространения, но накладываются эффекты, связанные с гибридизацией низших мод СВ с высшими толщинами модами. Эффекты гибридизации СВ также хорошо видны на частотных зависимостях спектральной плотности мощности  $|S_{12}(f)|$ , где и им соответствуют „провалы“ вблизи частот гибридизации.

### 3. Заключение

Проведено исследование дисперсионных характеристик, частотных коэффициентов передачи и режимов однонаправленного распространения спиновых волн в двухслойных магнитных структурах на основе пленок ЖИГ при различной ориентации внешнего магнитного поля, геометрических и материальных параметров магнитных слоев.

Показано, что в поперечно намагнитченных плоских двухслойных структурах существуют два частотных



**Рис. 4.** Дисперсионные характеристики ПМСВ (а) и ООМСВ (б) в двухслойной структуре при  $L_y = \infty$  и спектры прохождения сигнала, построенные синими кривыми.

диапазона с однонаправленным распространением одномодовых спиновых волн зависящих от разницы величин намагниченностей насыщения магнитных слоев. В двухслойных поперечно намагниченных микроволноводах также существуют аналогичные режимы однонаправленного распространения многомодовых спиновых волн. Предложенная структура является простейшим вариантом реализации спин-волнового диода, позволяющего получать режимы однонаправленного распространения СВ при ориентации поля поперек короткой оси микроволновода, и одновременно при переориентации направления магнитного поля будет реализоваться режим двунаправленного распространения обратных объемных спиновых волн, при этом будет наблюдаться эффект гибридизации мод, существующих отдельно в высокочастотном и низкочастотном диапазонах распространения СВ в такой структуре. Однонаправленный режим распространения СВ в поперечно ограниченных микроволноводах на основе двухслойных пленок может быть использован для реализации спиновых диодов. Принцип работы, которых основан на невзаимном режиме распрвления СВ, при этом в отличии от металлизированных структур, в которых также реализуется невзаимный режим распространения, системы двухслойных микроволноводов обладают более низким уровнем диссипации ввиду отсутствия омических потерь в металле.

### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта РФФ (№ 20-79-10191).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] 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, E.S. Pavlov. *UFN* **185**, 10, 1099 (2015); [*Phys. Usp.* **58**, 10, 1002 (2015)].
- [2] 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. Кирилук. *УФН* **190**, 10, 1009 (2020); [*Phys. Usp.*, **63**, 10, 945 (2020)].
- [3] G. Gubbiotti, A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Sheshukova, S. Nikitov, G. Talmelli, I. Asselberghs, I.P. Radu, C. Adelman, F. Ciubotaru. *Phys. Rev. Appl.* **15**, 014061 (2021).
- [4] A.A. Grachev, A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov. *Nanomaterials* **12**, 9, 1520 (2022), <https://doi.org/10.3390/nano12091520>
- [5] A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. *IEEE Trans. Magn.* **44**, 2141 (2008).
- [6] A.V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelman, A.O. Adeyeye, J. Akerman, F.G. Aliev, A. Anane, A. Awad, C.H. Back, A. Barman, G.E.W. Bauer, M. Becherer, E.N. Beginin, V.A.S.V. Bittencourt, Y.M. Blanter, P. Bortolotti, I. Boventer, D.A. Bozhko, S.A. Bunyaev, J.J. Carmiggelt, R.R. Cheenikundil, F. Ciubotaru, S. Cotozana, G. Csaba, O.V. Dobrovolskiy, C. Dubs, M. Elyasi, K.G. Fripp, H. Fulara, I.A. Golovchanskiy, C. Gonzalez-Ballester, P. Graczyk, D. Grundler, P. Gruszecki, G. Gubbiotti, K. Guslienko, A. Haldar, S. Hamdioui, R. Hertel, B. Hillebrands, T. Hioki, A. Houshang, C.M. Hu, H. Huebl, M. Huth, E. Iacocca, M.B. Jungfleisch, G.N. Kakazei, A. Khitun, R. Khymyn, T. Kikkawa, M. Klau, O. Klein, J.W. Klos, S. Knauer, S. Koraltan, M. Kostylev, M. Krawczyk, I.N. Krivorotov, V.V. Kruglyak, D. Lachance-Quirion, S. Ladak, R. Lebrun, Y. Li, M. Lindner, R. MacEdo, S. Mayr, G.A. Melkov, S. Mieszczyk, Y. Nakamura, H.T. Nembach, A.A. Nikitin, S.A. Nikitov, V. Novosad, J.A. Otolara, Y. Otani, A. Papp, B. Pigeau, P. Pirro, W. Porod, F. Porrati, H. Qin, B. Rana, T. Reimann, F. Riente, O. Romero-Isart, A. Ross, A.V. Sadovnikov, A.R. Safin, E. Saitoh, G. Schmidt, H. Schultheiss, K. Schultheiss, A.A. Serga, S. Sharma, J.M. Shaw, D. Suess, O. Surzhenko, K. Szulc, T. Taniguchi, M. Urbanek, K. Usami, A.B. Ustinov, T. Van Der Sar, S. Van Dijken, V.I. Vasyuchka, R. Verba, S. Viola Kusminskiy, Q. Wang, M. Weides, M. Weiler, S. Wintz, S.P. Wolski, X. Zhang. *IEEE Transact. Magn.* **58**, 6, 0800172 (2022); <https://doi.org/10.1109/TMAG.2022.3149664>
- [7] S. Demokritov, A. Slavin. *Topics in Applied Physics* 125. Springer Berlin Heidelberg (2012).
- [8] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- [9] T. Schneider, A. Serga, B. Hillebrands, M. Kostylev. *J. anoelectron. Optoelectron.* **3**, 1, 69 (2008). <https://doi.org/10.1166/jno.2008.010>
- [10] T. Schneider, A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. Stamps, M. Kostylev. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 2, 5 (2008). <https://doi.org/10.1063/1.2834714>
- [11] I. Dzyaloshinsky. *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 4, 241 (1958).
- [12] A. Khitun. *J. Appl. Phys.* **111**, 5, (2012).
- [13] A.R. Safin, S.A. Nikitov, A.I. Kirilyuk, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, P.A. Stremoukhov, M.V. Logunov, P.A. Popov. *JETP* **131**, 1, 71 (2020).
- [14] K. Zakeri. *Physica C* **549**, 164 (2018).
- [15] Y. Zhang, T.-H. Chuang, K. Zakeri, J. Kirschner. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 087203 (2012); [10.1103/PhysRevLett.109.087203](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.087203)
- [16] B. Hillebrands, K. Ounadjela. *Top. Appl. Phys.* **87**, (2003).
- [17] T.W. O'Keeffe, R.W. Patterson. *J. Appl. Phys.* **49**, 4886 (1978)
- [18] S.N. Bajpai. *J. Appl. Phys.* **58**, 910 (1985).
- [19] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, F. García-Sánchez, B. Waeyenberge. *AIP Adv.* **4**, 10, 1 (2014).
- [20] S.A. Odintsov, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov, E.H. Lock, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov. *J. Magn. Magn. Mater.* **546**, 168736 (2021).
- [21] M. Jamali, J.H. Kwon, S.-M. Seo, K.-J. Lee, H. Yang. *Sci. Rep.* **3**, 1, 3160 (2013).
- [22] 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).

- [23] В.Д. Пойманов, В.В. Кругляк. Письма в ЖТФ **161**, 5, 720 (2022).
- [24] A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands. Nature Commun. **5**, 1 (2014).
- [25] Ю.А. Филимонов, И.В. Шеин. ЖТФ **62**, 1, 187 (1992)
- [26] V. Cherepanov, I. Kolokolov, V. L'vov. Phys. Rep., **229**, 3, 81 (1993)
- [27] M. Grassi, M. Geilen, D. Louis, M. Mohseni, T. Brächer, M. Hehn, D. Stoeffler, M. Bailleul, P. Pirro, and Y. Henry. Phys. Rev. Appl. Am. Phys. Soc. **14**, 2, 1 (2020).
- [28] B.A. Kalinikos, A.N. Slavin. J. Phys. C **19**, 7013 (1986).
- [29] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids **19**, 3–4, 308 (1961); 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
- [30] D. Stancil, A. Prabhakar. Spin Waves: Theory and Applications. Springer, N.Y. (2009). 346 p.
- [31] J. Lan, W. Yu, R. Wu, J. Xiao. Phys. Rev. X **5**, 4, 041049 (2015).

*Редактор Т.Н. Василевская*