

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

На правах рукописи



Одинцов Сергей Александрович

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В  
ФЕРРИТОВЫХ ВОЛНОВОДАХ С  
РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СВЯЗЬЮ И МАГНОННЫХ  
КРИСТАЛЛАХ**

Специальности 1.3.4. — «Радиофизика»

1.3.5. — «Физическая электроника»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

к-т физ.мат. наук, зав.кафедрой

Бегинин Евгений Николаевич

к-т физ.мат. наук, доцент

Садовников Александр Владимирович

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>Глава 1. Теоретические и экспериментальные методы исследования процессов передачи мощности в системе двух связанных магнитных микроволноводов</b> . . . . .	<b>14</b>
1.1 Метод теории связанных волн . . . . .	15
1.2 Электродинамический метод расчёта характеристик спиновых волн . . . . .	19
1.3 Микромагнитное моделирование . . . . .	23
1.4 Экспериментальные методы исследований . . . . .	26
<b>Глава 2. Линейные и нелинейные режимы передачи мощности в системе двух планарных магнитных микроволноводов</b> . . . . .	<b>29</b>
2.1 Описание структуры и результаты электродинамических расчётов . . . . .	29
2.2 Результаты микромагнитного моделирования и сравнение с экспериментальными данными . . . . .	38
2.3 Нелинейные режимы распространения волн в планарных магнитных микроволноводах . . . . .	44
2.4 Основные выводы . . . . .	53
<b>Глава 3. Волноводные и резонансные режимы обмена энергии в системе микроволноводов, связанных через кольцевой резонатор</b> . . . . .	<b>55</b>
3.1 Микромагнитное моделирование режимов распространения дипольных спиновых волн . . . . .	56
3.2 Управление режимами распространения энергообмена спиновых волн в системе микроволноводов с кольцевым резонатором . . . . .	63
3.3 Выводы по третьей главе . . . . .	65

<b>Глава 4. Эффекты пространственной селекции магнитостатических волн в ферромагнитной структуре с двумерным массивом канавок . . . . .</b>	<b>67</b>
4.1 Описание структуры и результаты экспериментального исследования . . . . .	68
4.2 Численное и микромагнитное моделирование локализации волн в волноводных каналах . . . . .	75
4.3 Управление длиной распространения спиновых волн в волноводных каналах . . . . .	77
4.4 Выводы по четвертой главе . . . . .	79
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>81</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>83</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>	<b>96</b>

## Введение

Полупроводниковая микроэлектроника основана на использовании заряда носителей тока (электронов или дырок). Использование спина носителей тока позволит создать устройства электроники следующего поколения - спинтроники [1–3] с существенно улучшенными параметрами, такими как быстродействие, энергопотребление, меньшими пространственными размерами элементов и др. Применительно к задачам современного развития физических основ перспективных телекоммуникационных технологий нового поколения чрезвычайно актуальным является развитие магноники и магнонной спинтроники [4; 5], использующей спиновые волны (магноны) в качестве носителей информационных сигналов в микро- и наноструктурах на основе магнитоупорядоченных материалов, что подтверждается задачами и подходами, сформулированными в дорожной карте магнетизма 2021 г [6]. Работы в области магнонной спинтроники являются чрезвычайно актуальными, поскольку в перспективе позволят разработать новое поколение приборов и устройств передачи и обработки данных, функционирующих на микроволновых частотах с характеристиками, которые невозможно было получить ранее. В отличие от обычных СВЧ приборов спин-волновые или магнонные приборы имеют расширенные возможности, благодаря управлению свойствами с помощью внешнего магнитного поля и иных воздействий (например, акустических за счет магнитострикции). Более того многие полупроводниковые интегральные технологии могут легко совмещаться с устройствами на основе принципов магноники. Отличительной чертой современного этапа исследований в области обработки информационных сигналов различной физической природы является использование массивов магнонно-кристаллических структур. Использование новых физических явлений, возникающих при распространении сигналов в трехмерных периодических и нерегулярных структурах, значительно расширяет функциональные возможности систем обработки информации [7]. Магнонные среды являются аналогами фотонных сред в области сверхвысоких частот и терагерцевого диапазона. В последнее время активно проводятся исследования обработки информационных сигналов различной физической природы (плазма, электронные потоки, электромагнитные волны в оптических линиях связи и др.) с помощью трёхмер-



ных многослойных нелинейных волноведущих систем. В частности, уникальные свойства связанных волн, существующих в таких системах, нашли широкое применение в приборах современной нелинейной оптоволоконной оптики [8]. Что касается исследований трёхмерных многослойных волноведущих структур с периодическими неоднородностями, то в настоящее время активные исследования в этом направлении ведутся, в основном, в волоконной оптике [9]. Такие структуры применяются в волоконной оптике, в частности, для решения задач уплотнение канала, т.е. передачи нескольких потоков данных по одному каналу. При этом слоистые трёхмерные периодические структуры на основе фотонных кристаллов позволяют эффективно осуществлять функции мультиплексирования/демультиплексирования информационных каналов с разделением по длинам волн (выделение частотных каналов с эффективностью 98%), ответвления и деления входной мощности (эффективность ответвления  $>40$  дБ, перекрёстная наводка  $<20$  дБ) и т.д. [10; 11]. Что касается слоистых периодических ферромагнитных структур, то было показано, что наличие связанных волн в таких структурах приводит к существенному изменению характеристик и числа запрещенных зон при добавлении слоев в такую структуру [12]. Ранее было показано, что нелинейные свойства спиновых волн значительно расширяют возможности однослойных одномерных магнитных кристаллов в устройствах обработки сигналов [13; 14]. Активные исследования в области физики фотонных кристаллов привели к созданию миниатюрных устройств, работающих в диапазоне длин волн видимого света на основе опаловых матриц, пленок с наноструктурами, коллоидных частиц, слоистых пленок [15]. Фотонные кристаллы предоставляют качественно новые возможности управления световыми потоками благодаря наличию запрещенных зон. В области сверхвысоких частот аналогами фотонных кристаллов являются магнитные кристаллы - структуры, созданные на основе магнитных материалов, в которых распространяющимися волнами являются спиновые волны (магноны) [16–18]. Очевидно, что магнитные кристаллы и магнитные структуры с периодическим и непериодическим чередованием магнитных и немагнитных слоев являются функционально более гибкими и обладают большими возможностями для управления линейными и нелинейными характеристиками, чем однородные магнитные структуры. Помимо управления распространением волн намагниченности с помощью периодических магнитных микроструктур существует возможность управления спектром спиновых волн

путем ограничения ферромагнитной волноведущей структуры в поперечном направлении до микронных или даже нанометровых размеров. Хорошо известно, что полосовые свойства МСВ в ферромагнитных пленках зависят от поперечных размеров пленочных ферромагнитных волноводов [19]. Теоретически было показано, что при поперечном намагничивании уменьшение ширины волноводов приводит к расширению полосы существования МСВ за счет появления квазиобъемных МСВ на частотах, находящихся ниже полосы поверхностной МСВ. Частотная область существования квазиобъемных МСВ приходится на частотный диапазон обратных объемных МСВ (ОМСВ), возбуждаемых в волноводе при продольном намагничивании. Перекрывание полос существования квазиобъемных волн и ОМСВ открывает возможность для осуществления передачи спин-волновых возмущений при изменении направления ферромагнитного волновода относительно ориентации внешнего постоянного магнитного поля. Однако экспериментального исследования распространения спин-волновых возмущений в ЖИГ-волноводах сложной конфигурации до настоящего времени не проводилось. Помимо этого к перекрыванию полос распространения МСВ при различных направлениях внешнего постоянного магнитного поля может приводить зависимость частот отсечек спектра МСВ от размагничивающих факторов, величина которых зависит от поперечных размеров ферромагнитной волноведущей структуры [20]. Таким образом, экспериментальное исследование возможности распространения МСВ в одном диапазоне частот при различном направлении внешнего постоянного магнитного поля является важной практической задачей, так как позволит создавать на основе ферромагнитных волноводов микронных размеров различные миниатюрные устройства СВЧ (направленные ответвители, переключатели, делители мощности, замедляющие системы и др.), которые могут использоваться в качестве основных элементов новой компонентной базы для телекоммуникационных систем микроволнового диапазона.

Использование связи значительно расширяет функциональные возможности нелинейных распределенных линий передачи на основе связанных сред и приводит к ряду новых и интересных эффектов. Так, например, в многослойных ферромагнитных структурах, в которых имеет место распространение связанных спиновых волн, существенно меняются динамические свойства нелинейной связанной структуры и реализуются новые типы спин-волновых возбуждений. В ходе исследований было показано, что использование связи между ферромаг-

нитными пленками позволяет создавать СВЧ устройства с уникальными нелинейными характеристиками [21]. В электронике СВЧ до настоящего времени предлагалось использование только одиночных МК в качестве СВЧ фильтров, делителей мощности и фазовращателей [22; 23]. Кроме того было показано, что нелинейные свойства спиновых волн значительно расширяют возможности МК в устройствах обработки сигналов [13]. Однако, связанные периодические структуры в задачах обработки СВЧ сигналов до настоящего времени не рассматривались. Как известно, монокристаллы и монокристаллические плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) отличаются рекордно низкой величиной константы затухания и на протяжении многих лет являются одним из основных объектов для экспериментального исследования спин-волновых явлений, базовым материалом для спин-волновых устройств магноники. Необходимо отметить значительный прогресс, достигнутый в последние годы в синтезе высококачественных пленок ЖИГ нанометровых толщин. Показано, что в плёнках толщиной 20 нм константа затухания спиновых возбуждений может быть сравнима с константой затухания в объёмных монокристаллах [24]. Несомненный интерес представляет разработка бинарных сплавов с константой затухания, сравнимой по величине с константой затухания для ЖИГ [25]. Таким образом, появляется принципиально новая возможность формирования комбинированных диэлектрических и проводящих магнитных сред с рекордно низкой величиной константы затухания, в частности, для разработки наноструктур на основе таких сред. Распространение спиновых волн в волноводах в виде узких полосок магнитных плёнок приводит к появлению краевых эффектов [26]. При субмикронной ширине полосок краевые эффекты оказывают существенное влияние на процесс распространения спиновых волн. Большой интерес для изучения спин-волновых явлений в нанобъектах представляют доменные стенки, имеющие, как правило, ширину от 10 до 50 нм. При таких размерах доменные стенки рассматриваются как одномерные объекты – волноводы спиновых волн [27]. Локальное изменение эффективного магнитного поля в доменной стенке приводит к формированию потенциальной ямы вдоль стенки для собственных спин-волновых мод, которые квантуются по ширине доменной стенки и свободно перемещаются вдоль стенки. Полученные в последние годы результаты исследования спин-волновых явлений в дискретных средах и средах с пониженной размерностью [28–34] внесли значительный вклад в понимание динамики спиновых

волн в таких средах. Тем не менее, требуется детальное исследование влияния дипольного и обменного взаимодействия на спин-волновые явления в дискретных средах и средах с пониженной размерностью (одномерных и двумерных), выяснение спектральных и пространственных характеристик режимов распространения в них спиновых волн. Несомненно, актуальным является создание общей теории геометрических эффектов, возникающих при распространении спиновых волн в магнитных волноводах и латерально ограниченных структурах резонаторного типа.

Широкое развитие техники изготовления магнитных микро- и наноразмерных элементов за последнее десятилетие привело к созданию функциональных планарных магнитных устройств [5; 35–40], основанных на уникальных свойствах магнитных материалов. Было показано, что направленный ответвитель может быть изготовлен с использованием магнитных микроволноводов и/или магнитных кристаллов размещённых на одной подложке [34; 41]. Известно, что обычно рассматривают три типа магнитостатических спиновых волн в тонких магнитных пленках [42; 43] – прямые объемные магнитостатические волны (ПОМСВ), обратные объемные магнитостатические волны (ООМСВ) и поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). Вопрос о спин-волновой связи в планарных магнитных полосах в каждой из геометрий оставался открытым.

Более того, недавние работы по мультиплексированию спиновых волн [33; 44] продемонстрировали расщепление спиновых волн в Y-образном магнитном волноводе. Важно оптимизировать геометрию волноводов, расположенных планарно, чтобы обеспечить расширенную функциональность Y-образного мультиплексора [33]. Поэтому проблема оптимизации как геометрии, так и статических магнитных свойств имеет большое значение в настоящее время.

**Целью** данной работы является выявление особенностей и способов управления процессами передачи мощности спиновых волн в планарных ферромагнитных микроволноводах с распределенной связью, в связанных микро-размерных кольцевых резонаторах и магнитно-кристаллических структурах в линейном и нелинейном режимах.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать численную модель, которая описывает влияние геометрических размеров структуры на спектр собственных спиновых волн системы, состоящей из двух ферромагнитных микроволноводов, расположенных на одной подложке с воздушным зазором между ними при разных направлениях угла подмагничивания.
2. Теоретическое и экспериментальное исследование управления дипольной связью спиновых волн путем изменения ориентации внешнего магнитного поля.
3. Построение феноменологической модели, отражающей особенности влияния кубической нелинейности на процесс передачи мощности спиновых волн в системе планарных связанных магнитных микроволноводов.
4. Исследовать механизмы формирования режимов сонаправленного и противоположенного распространения спин-волнового сигнала в магنونных микроволноводах с кольцевым резонатором, расположенным между ними. Исследовать управление передаточными характеристиками структуры на основе микроволноводов с кольцевым резонатором путем изменения ориентации внешнего магнитного поля.
5. Исследовать волновые процессы в пленке ЖИГ с регулярным двумерным массивом канавок на основе экспериментального измерения пространственного распределения интенсивности спиновой волны методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии и методов численного моделирования.
6. Исследование режимов частотно-селективного распространения спиновых волн в магнноно-кристаллической структуре с волноведущими каналами вблизи частоты Брэгговского резонанса.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Для связанных планарных магнитных микроволноводов в области частоты поперечного ферромагнитного резонанса длина связи, понимаемая как расстояние, на котором происходит полная передача мощности между волноводами, зависит от величины расталкивания симметричной и антисимметричной мод электромагнитных волн, которая определяется шириной волноводов.

2. В системе двух связанных магнитных микроволноводов с кубической нелинейностью затухания, с увеличением мощности спиновой волны длина связи растёт немонотонно. Существует критическое значение мощности, выше которого длина связи становится постоянной, при этом постоянство длины связи определяется ограничением нелинейного сдвига фаз.
3. В системе, содержащей входной и выходной магнитные микроволноводы, связанные через магнитный кольцевой резонатор, перераспределение мощности между портами волноводов определяется соотношениями длин волн  $\lambda$  в микроволноводах и длиной плеча  $d$  резонатора (плечо, параллельное микроволноводу).
4. В безграничной ферромагнитной пленке с двумерным периодическим массивом канавок на поверхности пленки, характеризующимся пространственными периодами  $D_x$  и  $D_y$ , спиновые волны демонстрируют частотно-селективное, пространственное распределение за счёт наличия запрещённых брэгговских зон. В случае пленок конечных размеров распространение спиновых волн имеет модовый характер, причем существует диапазон частот, где наблюдается селективное подавление мод на частотах запрещённых брэгговских зон.

#### **Научная новизна:**

1. Выявлены механизмы передачи мощности спиновых волн различных типов в планарной системе двух связанных магнитных микроволноводов, ограниченных по ширине и расположенных на единой подложке в линейном и нелинейном режимах.
2. Предложена аналитическая модель на основе связанных уравнений Гинзбурга - Ландау, учитывающая трансформацию мод и нелинейный фазовый сдвиг, объясняющий ограничение роста длины связи при увеличении мощности сигнала с учётом коэффициента связи, полученного для конкретных параметров связанной системы.
3. Посредством численного анализа продемонстрирована возможность управления дисперсионными характеристиками и длиной связи спиновых волн при изменении ориентации внешнего магнитного поля в системе двух связанных микроволноводов, расположенных на единой подложке.

4. Экспериментальными и численными методами выявлены особенности механизмов управления пространственными распределениями и передаточными характеристиками дипольных спиновых волн посредством изменения величины и направления внешнего магнитного поля в магнитных структурах двух типов: микроволноводы с кольцевым резонатором и двумерная магнитная периодическая структура.
5. Установлен характер процессов обмена энергии в новом классе магнитных структур - магнитные микроволноводы, связанные через кольцевой резонатор. Выявлены основные механизмы управления режимами передачи мощности между микроволноводами посредством изменения величины и направления внешнего магнитного поля.
6. Показано формирование режимов сонаправленного и противонаправленного распространения спин-волнового сигнала в магнитных микроволноводах с кольцевым резонатором, расположенным между ними, за счёт реализации режимов бегущей и стоячей волны в резонаторе.
7. Обнаружена пространственная локализация спиновых волн в ферромагнитной пленке с двумерным массивом канавок на частотах, соответствующих запрещённым брэгговским зонам. Доказана возможность управления длиной распространения локализованных в каналах волн за счёт изменения угла подмагничивания внешнего магнитного поля.
8. Определены возможные режимы, устанавливаемые в резонаторе при различных соотношениях между длиной волны и плечом резонатора, в частности при  $2\lambda < d$  связь между входным волноводом и резонатором отсутствует и волна распространяется только во входном микроволноводе. При  $2\lambda \approx d$  в резонаторе образуются режим стоячей волны и мощность перераспределяется во все выходные порты микроволноводов. При  $2\lambda > d$  реализуется режим бегущей волны в резонаторе и мощность перераспределяется в выходной микроволновод, причем направление распространения в выходном волноводе противоположно направлению волны входного волновода.
9. Показано, что в магнитно-кристаллической структуре с волноводными каналами на частотах, где выполняется условие  $k = m\pi$ ,  $D_y$  и  $D_x \gg D_y$  ( $m$  - натуральное число), формируются локализованные вне

области канавок пучки спиновых волн. Вне этих частот локализация отсутствует.

10. Установлено, что ввиду трансформации поперечных волновых чисел исходная волна, имеющая в ограниченной структуре шириной  $w_m$  волновое число  $k_x = n\pi w_m$ , где  $n$  - натуральное число, трансформируется в волны с поперечным волновым числом  $k_x = n\pi$ , где  $w_d$  - ширина канала. При этом ширинная мода с номером  $n$  будет образовывать пучки спиновых волн, локализованные вне области канавок на поверхности пленки, в случае, когда число каналов совпадает с номером ширинной моды.

**Научная и практическая значимость** Рассмотренные в работе латеральные структуры могут быть применены для создания новых устройств обрабатывания и передачи информационных сигналов, таких как направленные делители, ответвители, фильтры и системы демультимплексирования с эффектом частотно-пространственной селекции, управляемые магнитным полем или мощностью подаваемого сигнала.

**Степень достоверности** полученных результатов обеспечивается применением современной высокоточной аппаратуры и методов измерений, которые имеют хорошее соответствие с результатами полученными в ходе численного моделирования. Достоверность результатов расчётов обеспечивается использованием адекватных математических моделей, широко апробированных и хорошо зарекомендовавших себя численных методов исследования. Достоверность также подтверждается отсутствием противоречий с известными опубликованными работами. Результаты находятся в соответствии с выводами, полученными другими авторами и не противоречат им.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на всероссийских и международных конференциях и симпозиумах: IEEE INTERNATIONAL MAGNETIC CONFERENCE (INTERMAG, 2020, 2021); MMM 2020 Virtual Conference; VII Euro-Asian symposium "Trends in Magnetism"(Екатеринбург, 2019); Joint European Magnetic Symposia (JEMS 2019); Moscow international symposium on magnetism (MISM 2017), (Москва, 2017); International symposium "Spin Waves (Санкт-Петербург, 2018); Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2019, 2021); Всероссийская конференция молодых учёных «Наноэлектро-



ника, нанофотоника и нелинейная физика» (Саратов, 2015-2020 гг.); Международная школа-конференция «Хаотические автоколебания и образование структур» (ХАОС-2016), (Саратов, 2016). Результаты диссертации использовались при выполнении научных проектов, поддержанных грантами РФФИ (16-19-10283, 20-79-10191) и РФФИ (16-02-00789, 16-37-00217, 18-29-27026, 18-37-00482, 18-37-20005, 19-29-03034, 19-37-80004, 19-37-90079).

**Личный вклад.** Защищаемые результаты диссертационной работы получены соискателем лично. Все приводимые в диссертации результаты численных расчётов получены лично соискателем. Экспериментальные исследования генерации и распространения спиновых волн в магнитных планарных структурах были выполнены совместно с научными руководителями.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 10 статьях, в реферируемых научных журналах, рекомендованных ВАК при Минобрнауки России для опубликования основных научных результатов диссертаций на соискание ученой степени доктора и кандидата наук и индексируемых в международных реферативных базах данных и системах цитирования Web of Science и/или Scopus..

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации **100** страниц текста с **31** рисунком. Список литературы содержит **106** наименований.

## Глава 1. Теоретические и экспериментальные методы исследования процессов передачи мощности в системе двух связанных магнитных микроволноводов

Связанные волноводы широко применяются для реализации различного рода делителей мощности, направленных ответвителей и т.д. в микроволновом и оптическом диапазоне частот. Системы на основе связанных магнитных волноводов для аналогичных целей также предложено использовать в области магноники и спинволновой электроники [5; 35–40]. Количественное описание таких систем весьма затруднено из-за специфики самих спиновых волн, гиротропных свойств магнитных сред и необходимостью использования внешнего статического подмагничивающего поля.

К таким специфическим особенностям можно отнести:

1. Широкий диапазон изменения постоянных распространения спиновых волн от 0 до  $10^7$  1/см. В области значений постоянных распространения до величин  $k \approx k_0\sqrt{\varepsilon}$ , где  $k_0 = \omega/c$  - постоянная распространения электромагнитной волны в вакууме,  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость магнитной среды, волновые процессы описываются полными уравнениями Максвелла (электромагнитная часть спектра спиновых волн). В области от  $k_0\sqrt{\varepsilon}$  до  $10^5$  1/см спиновые волны хорошо описываются в магнитостатическом приближении (магнитостатическая часть спектра спиновых волн), где учитывается только диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов (спинов). В области выше  $10^5$  1/см уже необходимо учитывать вклад обменной энергии взаимодействия магнитных моментов (обменная часть спектра спиновых волн).
2. В области начала спектра спиновых волны  $\approx 0..1001$ /см дисперсионные характеристики и степень связи магнитных волноводов сильно зависят как от магнитных, так и от диэлектрических проницаемостей сред.
3. Сильная дисперсия фазовых и групповых скоростей спиновых волн
4. Разнообразие типов спиновых волн (объемные волны с прямой и обратной дисперсиями, поверхностные волны) в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля относительно продольных осей магнитных микроволноводов.

5. Зависимость пространственного распределения внутренних статических магнитных полей и, следовательно, тензоров высокочастотной магнитной проницаемости магнитных сред от геометрических размеров волноводов и их положения относительно друг друга.
6. Широкий диапазон вариации толщин магнитных слоев от сотен нм до десятков мкм, т.е. от области суб-нанометровых до микронных масштабов.
7. Широкий диапазон вариации характерных размеров магнитных волноводов от единиц до тысяч микрон.

В силу этих особенностей, характеристики процессов передачи мощности в связанных магнитных волноводах, в общем случае, также должны обладать сильной частотной дисперсией и зависимостью от пространственной геометрии системы.

Из анализа особенностей распространения спиновых следует, что исследование процессов передачи мощности в системах связанных магнитных волноводов необходимо проводить комплексно, с использованием численных, аналитических и экспериментальных методов учитывающих специфику спиновых волн в различных диапазонах изменения постоянных распространения и геометрии системы. Используемые в диссертационной работе методы и подходы для анализа процессов передачи мощности в рассматриваемых системах представлены в следующих разделах.

## 1.1 Метод теории связанных волн

Большим достоинством метода связанных волн является то, что он применим к исследованию процессов взаимодействия волн различной физической природы распространяющихся в волноводах и линиях передачи. Не конкретизируя характер волновых процессов, рассмотрим два открытых регулярных волновода с поперечными сечениями  $S_1$  и  $S_2$ , параллельных друг другу и находящихся на бесконечно большом расстоянии друг от друга. В каждом волноводе вдоль оси  $x$  распространяются направляемые не затухающие волны с временной зависимостью вида  $e^{jwt}$  и постоянными распространения  $k_1$  и  $k_2$ . Тогда бегу-

щие волны в волноводах имеют вид:  $\Psi_1(x, y, z) = \psi_1(y, z) e^{j(\omega t - k_1 x)}$ ,  $\psi_2(x, y, z) = \psi_2(y, z) e^{j(\omega t - k_2 x)}$ , где  $\psi_1(y, z), \psi_2(y, z)$  - некоторые функции задающие распределение волновых полей поперечных направлениях (в плоскости  $(y, z)$ ) относительно направления распространения волн в первом и втором волноводах, соответственно. Как известно, волновые поля в плоскости  $(y, z)$  экспоненциально убывают с увеличением расстояния от оси волновода. Поэтому этой конфигурации соответствует случай двух не взаимодействующих между собой волн. В случае конечного расстояния  $d$  между волноводами, волны будут взаимодействовать через соответствующие внешние поля волн, и они станут связанными. Обозначим через  $L_x$  длину области взаимодействия для системы состоящей из двух волноводов. Если выполняется условие  $L_x \gg \frac{1}{k_1}, \frac{1}{k_2}$ , то в системе реализуется случай распределенной связи, иначе связь является сосредоточенной.

Уравнение связанных волн для системы из двух волноводов с распределенной связью может быть записана в виде [45; 46]

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_1}{dx} &= -jk_1\Phi_1 + \kappa_{12}\Phi_2 \\ \frac{d\Phi_2}{dx} &= -jk_2\Phi_2 + \kappa_{21}\Phi_1 \end{aligned} \quad (1.1)$$

где,  $\kappa_{12}, \kappa_{21}$  - коэффициенты связи, отнесенные к единице длины,  $\Phi_1, \Phi_2$  - нормированные амплитуды волн в первом и втором волноводах, соответственно. Амплитуды волн нормированы так, что величина  $2|\Phi_{1,2}|^2$  представляет собой среднюю мощность переносимую каждой волной в отдельности. Будем полагать далее, что коэффициенты связи  $\kappa_{12}, \kappa_{21}$  не зависят от продольной координаты  $x$ , т.е. связь однородна.

Система уравнений 1.1 приближенно описывает волновые процессы в связанных системах при условиях: 1) распространение волн происходит в линейном режиме 2) волны распространяются без диссипации ( $k_1, k_2$  - действительные величины), 3) связь между волнами слабая, т.е.  $k_1, k_2$  - остаются такими же, как в отсутствии связи, 4) коэффициенты связи  $\kappa_{12}, \kappa_{21}$  малы по сравнению с  $k_1, k_2$ .

Система уравнений связанных волн описывает взаимодействие волн, распространяющихся вдоль оси  $x$  с различными фазовыми и групповыми скоростями. Будем рассматривать только случай пассивной связи, т.е. волны распространяются с фазовыми и групповыми скоростями, направленными в одну сторону вдоль положительного направления оси  $x$ .

Тогда  $k_1, k_2 > 0$ ,  $\kappa_{12} = -\kappa_{21}^* = j\kappa$  и общая средняя мощность переносимая волнами, приближенно определяется как  $2 \left( |\Phi_1(x)|^2 + |\Phi_2(x)|^2 \right) \approx const$ .

Общий вид решения системы 1.1 хорошо известен и в случае равенства постоянных распространения  $k_1 = k_2$  (случай синхронизма фазовых скоростей) его можно записать в форме:

$$\begin{aligned}\Phi_1(x) &= [\cos(\kappa x) \Phi_1(0) + j \sin(\kappa x) \Phi_2(0)] e^{-j \frac{k_1+k_2}{2} x} \\ \Phi_2(x) &= -[\cos(\kappa x) \Phi_2(0) + j \sin(\kappa x) \Phi_1(0)] e^{-j \frac{k_1+k_2}{2} x}\end{aligned}\quad (1.2)$$

Где  $\Phi_1(0), \Phi_2(0)$  - амплитуды волн в волноводах 1 и 2 в начале области связи  $L_x$  в сечении  $x = 0$ . Пусть в сечении  $x = 0$  мощность поступает только в первый волновод, тогда в первом волноводе  $\Phi_1(0) = 1/2$ , во втором волноводе  $\Phi_2(0) = 0$ . Средние мощности, переносимые волнами, равны:

$$\begin{aligned}P_1(x) &= 2|\Phi_1(x)|^2 = |\cos(\kappa x)|^2 \\ P_2(x) &= 2|\Phi_2(x)|^2 = |\sin(\kappa x)|^2\end{aligned}\quad (1.3)$$

Из 1.3 следует, что в процессе распространения волн между ними происходит периодический процесс передачи мощности. Полная передача мощности из первого волновода во второй произойдет на длине связи  $x = L_s$ :

$$L_s = \frac{\pi}{2\kappa}\quad (1.4)$$

Из 1.1, 1.3 следует, что процесс передачи будет периодическим с пространственным периодом  $2L_s$ .

В случае  $k_1 \neq k_2$  процесс передачи мощности будет периодическим с аналогичным пространственным периодом  $2L_s$ , однако передача мощности будет не полной. Для перехода от качественного к количественному описанию процессов передачи мощности в реальных системах с распределенной связью в рамках метода связанных волн необходимо решить две ключевые задачи: 1) нахождение спектра, дисперсионных характеристик и пространственного распределения полей направляемых волн распространяющихся в изолированных волноводах, т.е. в отсутствии связи; 2) определение коэффициента связи  $\kappa$  как функцию от постоянных распространения (или от частоты)  $k_1, k_2$  волн и расстояния между волноводами  $d$ .

Первая задача может быть решена аналитически только для ряда частных случаев открытых и однородных волноводов с поперечными сечениями в виде круга, эллипса или волноводов в виде плоских магнито-диэлектрических слоев. Для волноводов сложного поперечного или прямоугольного сечения для решения поставленной задачи необходимо использовать различные приближенные методы, численные методы, методы электромагнитного моделирования и т.д. Если первая задача решена, то при условии слабой связи между волноводами вторая задача может быть решена, например, методами теории возмущений. В случае слабой связи двух волноводов коэффициент связи  $\kappa$  может быть получен по формуле:  $\kappa = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(y, z, k_1) \delta n(x, y) \Phi_2^*(y, z, k_2)$ , где  $\delta n(x, y)$  малый параметр возмущения, например, диэлектрической проницаемости в рассматриваемой системе.

Отметим принципиальный недостаток метода связанных волн. В постановке задачи в виде системы уравнений 1.1 волны в первом и в втором волноводах не ортогональны друг другу, следовательно взаимная средняя мощность волн отлична от нуля.

В настоящее время теория метода связанных волн хорошо проработана и используется для анализа связанных систем на основе линий передачи в микроволновом диапазоне радиоволн (микроразветвляемых, копланарных и т.д.) [47], диэлектрических [48] и оптических волноводов [49]. На основе процессов передачи мощности между связанными волноводами созданы и широко используются различного рода делители мощности (направленные ответвители) в СВЧ- и оптическом диапазоне.

Метод связанных волн достаточно просто и естественно обобщается и для описания нелинейных процессов распространения волн в связанных системах с диссипацией. Например, для связанных волноводов с кубической (керровской) нелинейностью система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_1}{dx} &= -jk_1\Phi_1 + \kappa_{12}\Phi_2 - j\gamma|\Phi_1|^2\Phi_1 - \alpha\Phi_1 \\ \frac{d\Phi_2}{dx} &= -jk_2\Phi_2 + \kappa_{21}\Phi_1 - j\gamma|\Phi_2|^2\Phi_2 - \alpha\Phi_2 \end{aligned} \quad (1.5)$$

где  $\gamma, \alpha$ - коэффициенты нелинейности и затухания, соответственно. Система 1.5 и подобные ей используются для анализа распространения нелинейных волн в решетках связанных оптических волноводов [50], линейных и нелинейных фо-

тонных и магнанных кристаллах [9; 12; 51] и многих других физических системах.

Направленные ответвители на основе связанных магнитных микроволноводов также предложены для использования в области магноники и спинволновой электроники [5; 52–55]. Количественное описание ответвителей на основе связанных магнитных микроволноводов в рамках одной лишь теории связанных волн весьма затруднено из-за специфики как самих спиновых волн, так и наличием внешнего статического подмагничивающего поля.

Таким образом, метод связанных волн количественно описывает процессы передачи мощности в магнитных микроволноводах только в узком диапазоне изменения частот спиновых волн (постоянных распространения) и конфигурационных параметров связанных систем таких как размеры и форма поперечного сечения волноводов, расстояние между ними, величины и ориентации внешнего магнитного поля, где коэффициенты связи и постоянные распространения можно положить равными постоянным величинам. Другие методы и подходы для более полного анализа процессов передачи мощности в рассматриваемых системах описаны в следующих разделах.

## 1.2 Электродинамический метод расчёта характеристик спиновых волн

Общая задача расчета спектров и дисперсионных характеристик собственных электромагнитных волн в системе магнитных волноводов в 2D формулировке ставится следующим образом. На рисунке 1.1 представлена система с поперечным сечением  $S$  ограниченным контуром  $L$ , регулярная в продольном направлении  $z$  и содержащая два магнитных волновода с скалярными диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  и тензорами магнитной проницаемости  $\vec{\mu}_1, \vec{\mu}_2$ . Диэлектрическая и магнитная проницаемости среды вне волноводов равны  $\varepsilon = \mu = 1$ . Вся система намагничивается однородным магнитным полем  $\vec{H}_0$  заданной величины и ориентации.

Данную конфигурацию можно трактовать как систему с проницаемостями  $\varepsilon(x, y), \mu(x, y)$ , зависящими от поперечных координат  $x, y$ .

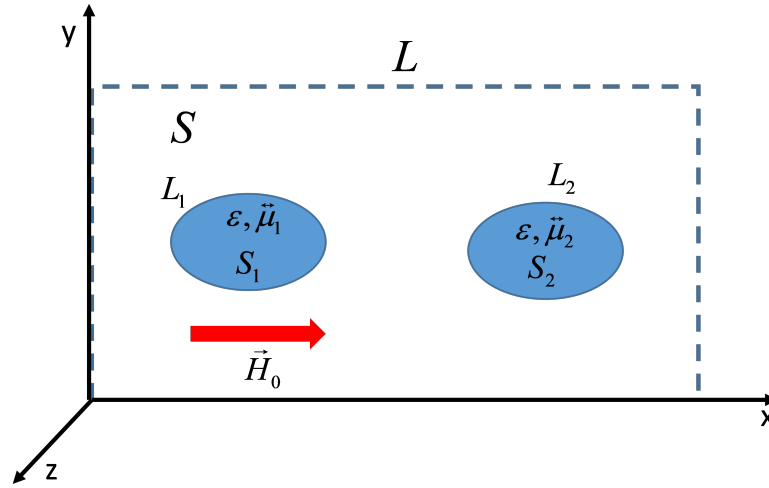


Рисунок 1.1 — Поперечное сечение системы содержащей два магнитных волновода

Решение задачи проводится в частотной области и полагается, что все компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по гармоническому закону  $e^{j\omega t}$ . Вдоль оси  $z$  распространяется электромагнитная волна с пространственной зависимостью вида  $e^{-jk_z z}$ , где  $k_z$  продольное волновое число. Из уравнений Максвелла для вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}(x,y)$  следует известное однородное двумерное уравнение Гельмгольца:

$$\nabla \times \left( \overset{\leftrightarrow}{\mu}^{-1}(x,y) \nabla \times \vec{E}(x,y) \right) = k_z^2 \varepsilon(x,y) \vec{E}(x,y) \quad (1.6)$$

Вид и компоненты  $3 \times 3$  тензора магнитной проницаемости зависят от частоты  $\omega$  и от ориентации внешнего магнитного поля относительно координатных осей. Систему 1.6 необходимо дополнить граничными условиями. Например, если система ограничена идеальным металлом, то на контуре  $L$  выполняется граничное условие вида  $\vec{n} \times \vec{E} = 0$ , где  $\vec{n}$  - внешняя нормаль к контуру  $L$ . На контурах  $L_1$  и  $L_2$  непрерывны тангенциальные компоненты электрического поля и нормальные компоненты магнитной индукции. Решение уравнения 1.6, дополненное соответствующими граничными условиями, сводится к решению задачи на собственные функции  $\vec{E}$  и собственные значения  $k_z$ . Частота  $\omega$  выступает как параметр. При отсутствии в системе диссипации и интересуясь только направляемыми волнами системы можно получить, что в определенном диапазоне частот собственные значения  $k_z$  представляют собой дискретный набор действительных чисел  $\{k_{zi}\}$ , отранжированных в порядке возрастания аб-



солютного значения и пронумерованных индексом  $i$ . Совокупность чисел  $\{k_{zi}\}$  называется спектром собственных значений линейного оператора 1.6. Спектру собственных значений  $k_{zi}$  соответствует набор собственных функций  $\{\vec{E}_i, \vec{H}_i\}$  т.е. набор собственных волн или волноводных мод рассматриваемой системы. Зависимость  $k_{zi}(\omega)$  определяет дисперсионную характеристику конкретной волноводной моды с индексом  $i$ . Из свойств собственных волн системы следует, что совокупность  $\{\vec{E}_i, \vec{H}_i\}$  образует ортонормированный базис:

$$\int_S \vec{E}_i \times \vec{H}_m^* ds = \delta_{im} \quad (1.7)$$

Средний поток мощности переносимый собственной волной с индексом  $m$  через поперечное сечение  $S$  системы равен

$$P_m = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S (\vec{E}_m \times \vec{H}_m^*)_z ds \quad (1.8)$$

Поле вынужденных волн  $\vec{E}, \vec{H}$  создаваемых источниками электромагнитного поля в системе можно представить в виде суперпозиции собственных волн с амплитудными коэффициентами  $\alpha_m$  зависящими от частоты и пространственного распределения полей источников:

$$\vec{E} = \sum_m \alpha_m \vec{E}_m e^{-jk_{mz}z}, \quad \vec{H} = \sum_m \alpha_m \vec{H}_m e^{-jk_{mz}z} \quad (1.9)$$

Средний поток мощности переносимый волной с учетом ортогональности собственных волн в этом случае будет равен:

$$P = \sum_m \alpha_m^2 \quad (1.10)$$

Рассмотрим простейший случай, когда поле вынужденной волны представляет собой суперпозицию двух собственных волн  $\vec{E}_1, \vec{E}_2$  с амплитудами  $\alpha_1, \alpha_2$  и постоянными распространения  $k_{z1}, k_{z2}$ . Интенсивность вынужденной волны в системе равна:

$$I = |\vec{E}|^2 = \left| \alpha_1 \vec{E}_1 e^{-jk_{1z}z} + \alpha_2 \vec{E}_2 e^{-jk_{2z}z} \right|^2 \quad (1.11)$$

Проводя вычисление интенсивности получаем:

$$I = \alpha_1^2 \left| \vec{E}_1 \right|^2 + \alpha_2^2 \left| \vec{E}_2 \right|^2 + 2\alpha_1\alpha_2 \left| \vec{E}_1 \right| \left| \vec{E}_2 \right| \cos((k_{1z} - k_{2z})z) \quad (1.12)$$

Таким образом интенсивность волны изменяется вдоль направления  $z$  периодически с пространственным периодом  $L = \frac{2\pi}{|k_{1z} - k_{2z}|}$ .

Аналогичные пространственные биения интенсивности наблюдаются в рассматриваемой системе, когда сторонний источник возбуждает волновой процесс, например, в одном из двух волноводов. Таким образом результаты решения задачи на собственные значения позволяют построить дисперсионные характеристики мод, найти поперечное распределение компонент электромагнитного поля и провести анализ процессов передачи мощности в системе. Данная задача решается с помощью метода конечных элементов в частотной области в программе COMSOL Multyphysics с использованием модуля RF.

Рассмотрим особенности электромагнитного моделирования спиновых волн в системе содержащей магнитные волноводы:

1. Результаты электромагнитного моделирования описывают электромагнитную и магнитостатическую части спектра спиновых волн.
2. В области начала спектра спиновых волн, т.е. в области  $k \approx k_0\sqrt{\varepsilon}$  будут существенные расхождения дисперсионных характеристик полученных из решения полных уравнений Максвелла и решения в магнитостатическом приближении. Степень расхождения определяется величинами диэлектрической проницаемости магнитной среды и окружающего волноводы пространства.
3. В области больших волновых чисел  $k \gg k_0\sqrt{\varepsilon}$  результаты электромагнитного и магнитостатического расчета дисперсионных характеристик практически совпадают.

Таким образом метод конечных элементов расчёта спектра собственных волн в связанных магнитных микроволноводах подходит для анализа собственных волн и процессов передачи мощности в частотной области вблизи начала спектра спиновых волн т.е. при  $k \approx k_0\sqrt{\varepsilon}$  и наиболее эффективен для пленочных магнитных волноводов с толщинами слоев порядка единиц и десятков микрон.

### 1.3 Микромагнитное моделирование

Наиболее точную и полную информацию о спин-волновых возбуждениях в магнитостатической и обменной частях спектров спиновых волн в магнитных волноводах дают методы микромагнитного моделирования. В частности, микромагнитное моделирование позволяет найти величину и пространственное распределение внутренних статических магнитных полей волноводов при любой ориентации внешнего магнитного поля и взаимного расположения волноводов. Микромагнитное моделирование также широко используется при масштабировании характерных размеров волноводов в область наномасштабов, где роль обменной энергии магнитных моментов существенно возрастает. Из результатов микромагнитного моделирования могут быть получены дисперсионные характеристики, пространственные распределения динамической намагниченности и интенсивности мод спиновых волн, проведена оценка характерных пространственных масштабов передачи мощности между волноводами. Отметим, что в рамках микромагнитного моделирования нельзя поставить и решить задачу на собственные значения и собственные спиновые волны в системе. Микромагнитное моделирование проводится на базе метода конечных разностей во временной области. В частности, использовался свободно распространяемый пакет микромагнитного моделирования `muMax3`, поддерживающий технологии параллельных вычислений CUDA.

Данный метод основан на численном решении уравнении Ландау–Лифшица (ЛЛ) с затуханием Гильберта [56–58]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[ \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1.13)$$

где  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности,  $M_0$  – намагниченность насыщения плёнки ЖИГ,  $\alpha$  – параметр затухания,  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{ms}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{ans}}(E)$  – эффективное магнитное поле,  $\mathbf{H}_0$  – внешнее магнитное поле,  $\mathbf{H}_{\text{demag}}$  – магнитостатическое поле,  $\mathbf{H}_{\text{ex}}$  – обменное поле,  $\mathbf{H}_{\text{ans}}$  – поле анизотропии,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение.

Уравнение 1.13 для конечной области пространства размером  $L_x \times L_y \times L_z$  решается методом конечных разностей, введением пространственной дискрети-

зации с использованием трехмерных сеток размером  $N_z \times N_y \times N_x$  с постоянным размером ячеек и интегрированием во времени разностного аналога уравнения 1.13 в узлах сетки. Общей проблемой конечно-разностных методов является быстрый нелинейный рост времени решения микромагнитных задач с увеличением числа узлов сетки. Использование вычислительных возможностей графических процессоров (GPU) в микромагнитном моделировании, позволяет увеличить скорость вычислений на два порядка по сравнению с вычислениями проводимыми центральными процессорами (CPU) при равных размерах сетки. На первом этапе моделирования решается статическая задача о распределении намагниченности  $\mathbf{M}(x,y,z)$  в состоянии с минимумом свободной энергии (основное состояние) системы в заданном внешнем магнитном поле  $H_{ext}$  и находится распределение внутренних магнитных полей. Далее решается динамическая задача о движении намагниченности в заданных переменных внешних магнитных полях  $h_{ext}$ .

При рассмотрении латеральной структуры намагниченной вдоль оси  $z$  в направлении  $z$  структура безгранична, в направлении  $x$  на краях структуры заданы периодические граничные условия. В структуре вводится пространственная область (область возбуждения) шириной  $w$ , в котором локализовано заданное динамическое линейно-поляризованное поле  $h_{ext}$ . В рассматриваемом случае динамическое поле имеет только  $y$ -компоненту:  $h_{ext} = 0,0,h_y$  перпендикулярную внешнему магнитному полю. Временная зависимость динамического поля описывается функцией:  $h_y(t) = h_0 \text{sinc}(\omega_0(t - t_0))$ , где  $h_0 \ll H_{ext}$  - амплитуда динамического поля,  $\omega_0$  - граничная частота спектра импульса,  $t_0$  - смещение импульса относительно начала временной оси. Таким образом в области возбуждения генерируются волны намагниченности (спиновые волны) распространяющиеся вдоль направления  $x$  структуры. Пространственно-временная динамика  $y$ -компоненты нормированной намагниченности  $m = M_y/M_s$  в плоскости  $(x,y)$  описывается функциональной зависимостью  $m(x,y,t)$ . Перейдем от непрерывных к дискретным пространственно-временным координатам. В пространственной области размером  $L_{xs}$  задается прямоугольная сетка с числом узлов  $N_x$  и  $N_y$  и размерами ячеек сетки  $\delta x = L/N_x$  и  $\delta y = s/N_y$  по соответствующим осям  $x$  и  $y$ . Аналогичная процедура проводится во временной области длительностью  $T$  (длительность микромагнитного моделирования) в которой задается число временных отсчетов  $N_t$  и шаг дискретизации по вре-

мени  $\delta t = T/N_t$ . По теореме отсчетов шаг дискретизации по времени должен удовлетворять условию  $\delta t \leq \pi/\omega_0$ . Динамика намагниченности в узлах полу-ченной трехмерной дискретной сетки описывается зависимостью  $m(i\delta_x, j\delta_x, l\delta_t)$ , где  $i, j, l$ - номера узлов пространственно-временной сетки.

Дисперсионные характеристики спиновых волн/получаются для каждого слоя с номером  $j$  путем перехода от дискретного 2D-пространства  $(i, l)$  в область 2D-пространства  $(k, f)$ , где  $k, f$ - номера узлов в дискретном пространстве «волновые числа-частота». Переход осуществляется с использованием двумерного быстрого дискретного преобразования Фурье для слоя с номером  $j$ :

$$D(k, j, f) = \frac{1}{N_x N_t} \sum_{l=1}^{N_t-1} \sum_{i=1}^{N_x-1} m(i, j, l) e^{-2\pi\sqrt{-1} \left[ \frac{ik}{N_x} + \frac{lf}{N_t} \right]}. \quad (1.14)$$

Матрица  $D(k, j, f)$  представляет собой комплексные амплитуды пространственно-частотных гармоник спин-волновых возбуждений на плоскости  $(k, f)$  в  $j$  слое структуры. Результирующая дисперсия спиновых волн во всей структуре получается путем суммирования элементов матрицы  $D(k, j, f)$  по всем  $j$  слоям:

$$D_s(k, f) = \sum_{j=1}^{N_y-1} 20 \log_{10} (|D(k, j, f)|) \quad (1.15)$$

Для анализа процессов передачи мощности в системе использовалось возбуждение спиновых волн динамическими магнитными полями с гармонической временной зависимостью вида  $h(t) = h_0 \sin(2\pi ft)$ , с временным интервалом  $\delta t$  сохранялись мгновенные значения компонент динамической намагниченности в интересующей области пространства. По полученным данным строились карты пространственного распределения интенсивности спиновых волн и проводилась оценка характерных пространственных масштабов процессов передачи мощности.

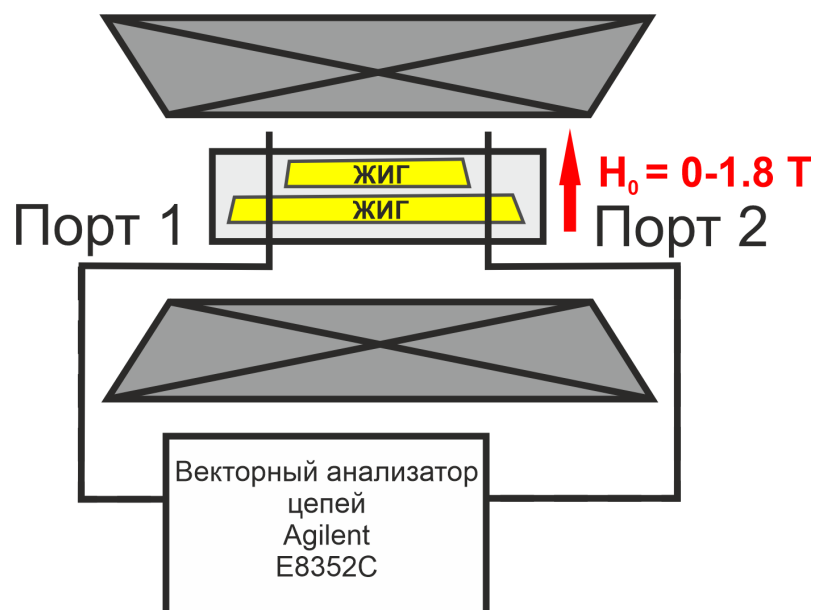


Рисунок 1.2 — Схематическое изображение экспериментальной установки радиофизического эксперимента

#### 1.4 Экспериментальные методы исследований

Проверкой верности моделирования является опыт, в связи с этим необходимо провести экспериментальное исследование, которые делится на два класса: радиофизические методы с использованием векторного анализатора цепей и метод Манделъштамм-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) в конфигурации обратного рассеяния.

Исследуемый образец помещался в магнитное поле  $H$  таким образом, чтобы поле было направлено для возбуждения одного из трёх типов волны. Входной и выходной микрополосковые преобразователи располагались на микроволноводе. Радиофизический метод на основе векторного анализатора цепей позволяет исследовать передаточные и фазо-частотные характеристики связанной системы. Результатом измерения является параметры  $S_{21}$ ,  $S_{12}$  коэффициент передачи, которые являются отношением мощности сигнала на выходном порте 2 к подаваемому сигналу на порт 1 ( $S_{21}$ ) или наоборот в случае  $S_{12}$ .

Для исследования распространения дипольных спиновых волн в планарной системе был использован метод Манделъштамм-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) в конфигурации обратного рассеяния [59–61]. В квантово-механическом представлении, где кванты света представлены фотонами, а магнон обозначает квазичастицу спин-волнового возбуждения, процесс МБС может

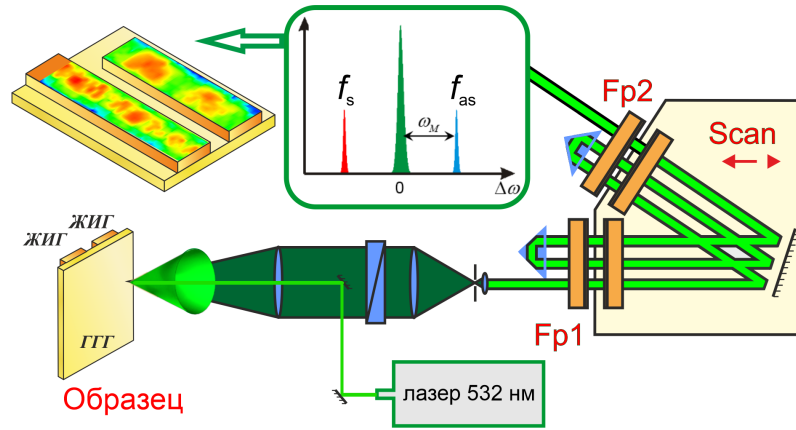


Рисунок 1.3 — Схематичное изображение экспериментальной установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии

быть описан неупругим рассеянием фотонов на магнонах. В таком случае возможно два случая, где создается магнон (процесс Стокса) и соответственно, аннигиляция магнона при рассеянии на фотоне является процессом Анти-Стокса. Поскольку в обоих случаях энергия и импульс сохраняются, рассеянный свет (*out*) несет информацию о исследуемой спиновой волне (*sw*). Это описывается следующим образом:

$$h\nu_{out} = h\nu_{in} \mp h\nu_{sw} \quad (1.16)$$

$$\hbar\mathbf{k}_{out} = \hbar\mathbf{k}_{in} \mp \hbar\mathbf{k}_{sw} \quad (1.17)$$

где (*in*) обозначает падающий свет, а отрицательный знак в правой части обоих уравнений представляет процесс Стокса. Таким образом, анализ сдвига частоты  $|\nu_{out} - \nu_{in}|$  рассеянного фотона дает информацию о частоте спиновой волны, в то время как импульс спиновой волны может определяться из экспериментальных настроек (угла падения и т.д.).

Свет, подвергающийся неупругому рассеянию, создается одночастотным лазером. В общем случае интенсивность МБС-сигнала прямо пропорциональна приложенной мощности лазера. Однако, особенно в микроскопии МБС, максимальная мощность лазера ограничена. Из-за фокусировки лазерного излучения локальный нагрев поверхности образца может повлиять на исследуемую динамику намагниченности. В нашем случае используется одномодовый твердотельный лазер Excelsior (EXLSR-532-50-CDRH) мощностью 50 мВт, зеленого света Р-поляризации. Лазерный луч фокусировался на поверхности ЖИГ плёнки с

помощью объектива Nikkor с числовой апертурой 1.2 и фокусным расстоянием 50 мм. Рассеянный свет собирался тем же объективом. Для определения вклада магнонов в сигнале неупруго рассеянного света был использован метод подавления сигналов от упруго-рассеянных и поверхностных фотонов, рассеянный фонами. Установка содержит набор из тандема двух интерферометров Фабри-Перо, состоящих из двух параллельных зеркал с высокой отражающей способностью. Свет проходит через них, только если расстояние между зеркалами кратно половине его длины волны, тогда как для других расстояний между зеркалами передача сильно подавляется. Спин-волновая интенсивность  $I_{BLS}(x,y)$  в первом МК была получена путём сканирования зондирующего светового пятна в сечении вдоль оси  $y$  при  $x = 7.0$  мм с пространственным разрешением 25 мкм.



## Глава 2. Линейные и нелинейные режимы передачи мощности в системе двух планарных магнитных микроволноводов

### 2.1 Описание структуры и результаты электродинамических расчётов

Исследуемая структура состоит из двух магнитных микроволноводов  $S1$  и  $S2$  из ферритмагнитной пленки железо-иттриевого граната ( $Y_3Fe_5O_{12}$ , ЖИГ) с намагниченностью насыщения  $M_0 = 1750/(4\pi)$  Гс, расположенных на одной подложке из галлий-гадолиниевого граната ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ). Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  каждого материала равняется 14. На рисунке 2.1(а) показана схема расчетной области структуры. Ширина волновода  $w$  варьировалась от 10 мкм до 600 мкм. Эффективная связь между спиновыми волнами в связанных боковыми гранями волноводах может быть достигнута только в том случае, если распространяющиеся спиновые волны в каждой полосе имеют почти одинаковые константы распространения. Таким образом, мы рассматриваем только случай волноводов одинаковой ширины. Зазор  $d$  между волноводами варьировался от 10 мкм до 60 мкм. Расстояние между верхней границей ЖИГ волноводов и верхним краем расчетной области составляло  $l_1 = 145$  мкм.  $l_2 = 45$  мкм, толщина волноводов  $t_y = 10$  мкм. Расстояние между волноводом и боковой границей расчетной области равно  $q = w$ , поэтому  $q$  изменяется в зависимости от ширины волновода. Структура бесконечна в направлении оси  $z$ . Расчетная область покрыта треугольной сеткой с измельчением размера элементов в области ЖИГ волноводов (см. рисунок 2.1(б)). Коэффициент демпфирования при рассмотрении электродинамической задачи принимался равным нулю. Рассматриваются три конфигурации намагниченности:

1. Случай, когда однородное статическое магнитное поле  $H_0 = 600$  Э направлено вдоль  $x$  по конфигурации (I), что показано на рисунке 2.1(а). В этом случае тензор проницаемости ЖИГ записывается в виде 2.1

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu(f) & i\mu_a(f) \\ 0 & -i\mu_a(f) & \mu(f) \end{vmatrix}, \quad (2.1)$$

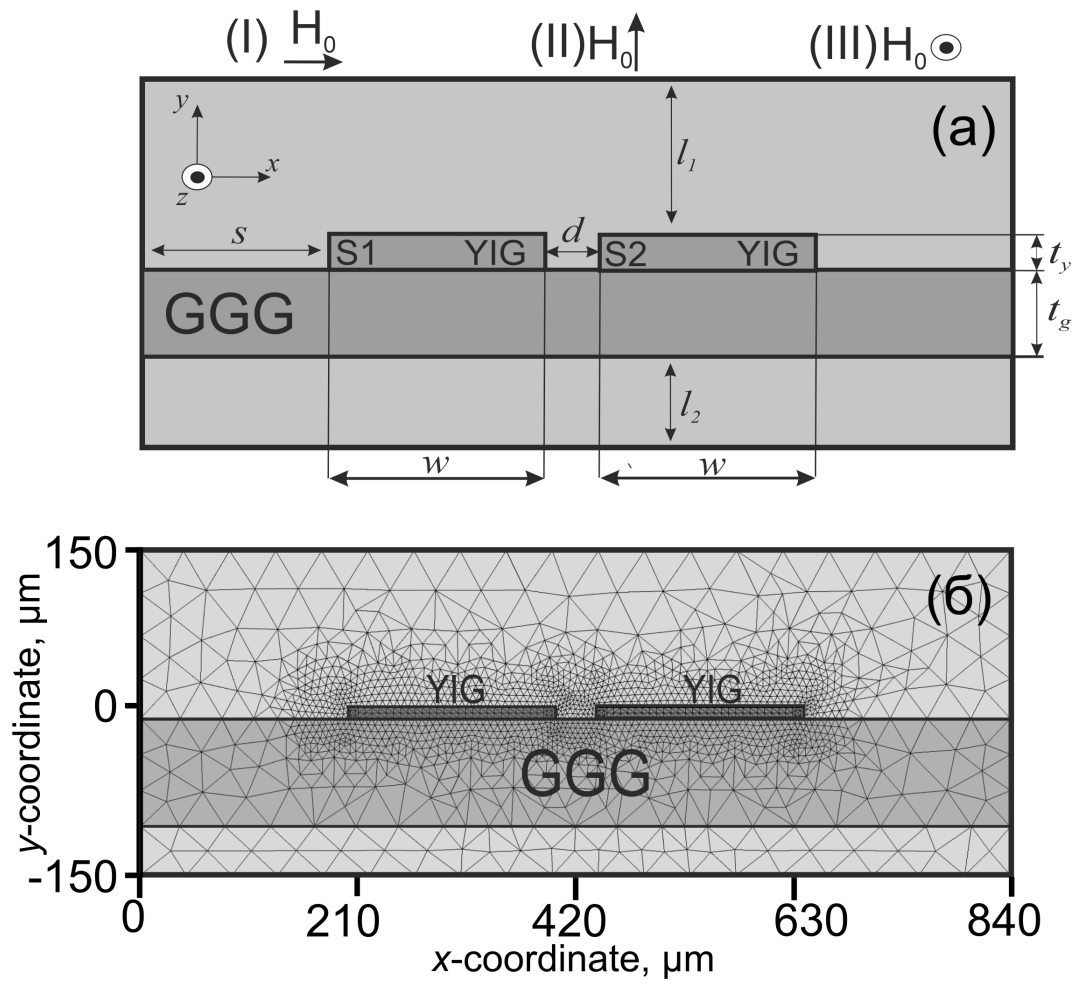


Рисунок 2.1 — (а) Схематический эскиз расчетной области и геометрическая конструкция исследуемой структуры. (б) Результаты генерации сетки для моделирования методом конечных элементов.

2. Случай, когда однородное статическое магнитное поле  $H_0 = 600$  Э направлено вдоль  $z$  по конфигурации (II), что показано на рисунке 2.1(а). В этом случае тензор проницаемости ЖИГ записывается в виде 2.2

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu(f) & i\mu_a(f) & 0 \\ -i\mu_a & \mu(f) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (2.2)$$

3. Случай, когда однородное статическое магнитное поле  $H_0 = 600$  Э направлено вдоль  $y$  по конфигурации (III), что показано на рисунке 2.1(а). В этом случае тензор проницаемости ЖИГ записывается в виде 2.1

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu(f) & 0 & i\mu_a(f) \\ 0 & 1 & 0 \\ -i\mu_a(f) & 0 & \mu(f) \end{vmatrix}, \quad (2.3)$$

$\mu(f) = \frac{f_H(f_H+f_M)-f^2}{f_H^2-f^2}$ ,  $\mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2-f^2}$ , где  $f_M = \gamma 4\pi M_0 = 4.9$  ГГц,  $f_M = \gamma H_{int}(x)$ ,  $\gamma = 2.8$  МГц/Э – гиромангнитное отношение в ЖИГ плёнке.

Дисперсионные характеристики, показанные на рисунке 2.2(а), были получены в ходе численного моделирования. Мы рассматриваем только три первые ширинные моды связанных волноводов: симметричные  $k_1^s$ ,  $k_2^s$ ,  $k_3^s$  и антисимметричные  $k_1^a$ ,  $k_2^a$ ,  $k_3^a$ . Видно, что нижняя частота отсечки для симметричных мод низшего порядка выше, чем у других мод. Эта частота отсечки определяет начало диапазона частот эффективной дипольной связи спиновых волн. Дисперсионная характеристика для трех поперечных мод одиночного волновода шириной  $w = 200$  мкм показана пунктирными линиями и обозначена  $k_1$ ,  $k_2$  и  $k_3$  на рисунке 2.2(а). На рисунке 2.2(б) показана частотная зависимость длины связи  $L_s$  для первых трех ширинных мод. Длина связи увеличивается с увеличением частоты и порядка поперечной моды.

Моды, представленные на рисунке 2.3, соответствуют дисперсионным характеристикам, показанным на рисунке 2.2. Длину связи возможно менять путем изменения поперечного зазора между волноводами  $d$ , что показано на рисунке 2.2(в) с использованием численного моделирования методом конечных элементов. Длина связи  $L_n$  как функция от безразмерного параметра  $w/d$  для

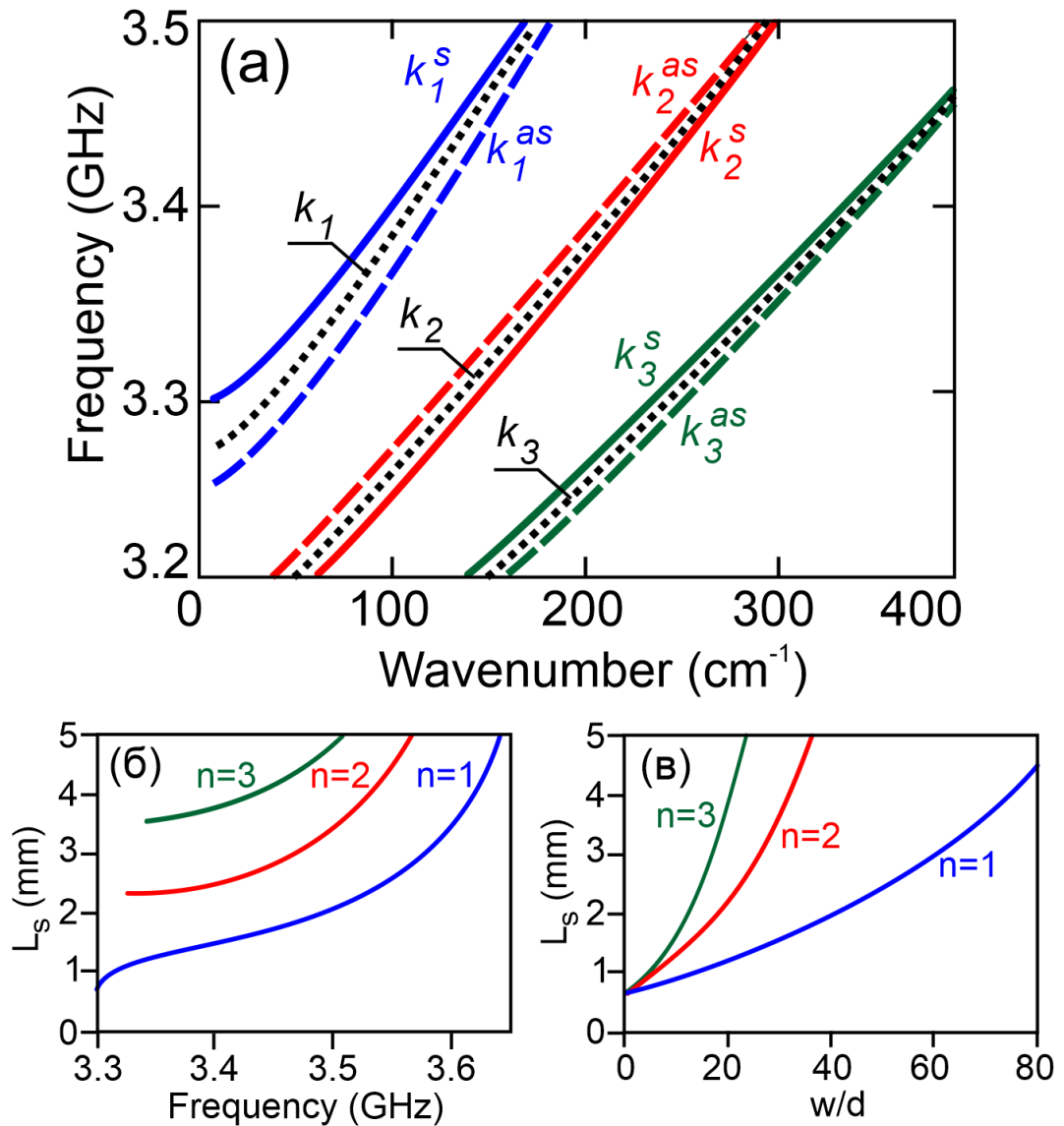


Рисунок 2.2 — Результаты расчета дисперсионных характеристик электромагнитных волн в связанных микроволноводах. (а) Дисперсионные характеристики для волноводов шириной  $w = 200$  мкм для первых трех симметричных (сплошные линии) и антисимметричных (штриховые линии) мод. Пунктирными линиями нанесены дисперсионные характеристики 1-й, 2-й и 3-й мод одиночного волновода шириной  $w = 200$  мкм; (б) Частотная зависимость длины связи  $L_s$ , полученная при моделировании МКЭ для первых трех мод; (в) Зависимость длины связи  $L_s$  от безразмерного отношения  $w/d$  для первых трёх мод на частоте 3.125 ГГц.

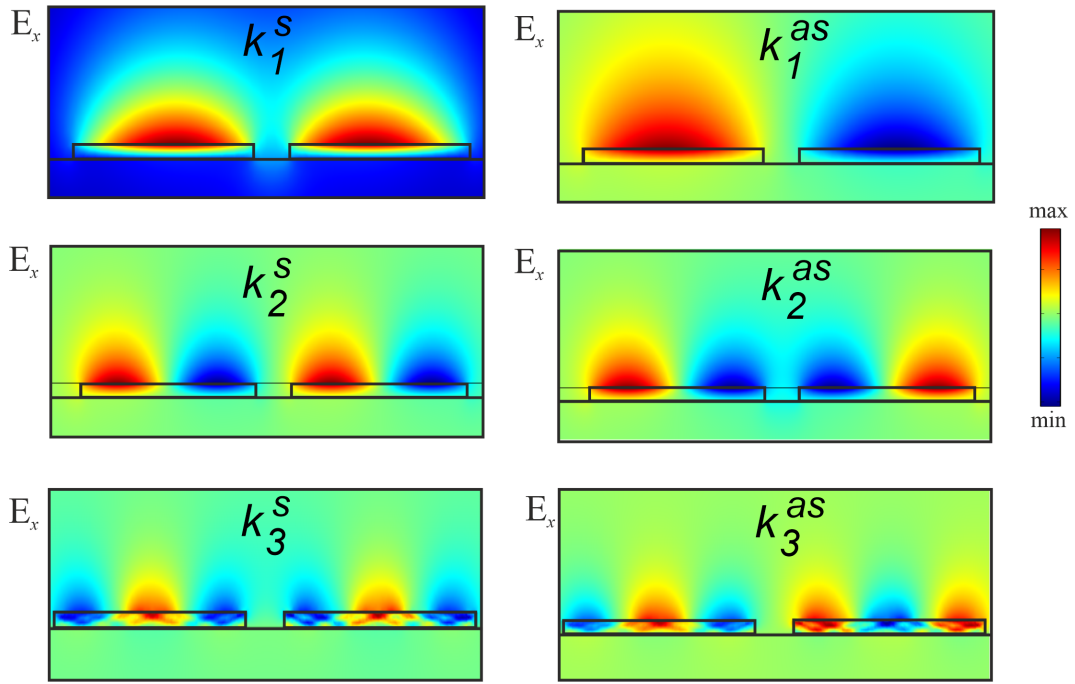


Рисунок 2.3 — Профили первых трех мод, поперечных симметричных  $k_n^S$  и антисимметричных  $k_n^{as}$  мод ( $n = 1, 2, 3$ ), полученных методом электромагнитного моделирования.

первых трех мод на частоте 3.125 ГГц показана на рисунке 2.2(в). Максимальная скорость роста  $L_s$  достигается для 3-й моды. Таким образом, длины связи больше при работе в многомодовом режиме, чем в одномодовом. Отметим, что длина связи становится меньше с уменьшением расстояния между волноводами  $d$ . Когда  $d \rightarrow 0$ , то дисперсионная характеристика первых симметричных мод трансформируется в дисперсионную характеристику первой и второй шириной моды волновода шириной  $w = 400$  мкм. Антисимметричные моды при этом переходят во вторую ширинную моду в волноводе шириной 400 мкм. В случае  $d \rightarrow \infty$  и первая симметричная, и антисимметричная моды преобразуются в первую ширинную моду волновода шириной 200 мкм.

На рисунках 2.4(а) и (б) показано распределение  $E_x$ -компоненты электромагнитного поля по оси  $x$  на частотах 3.4 ГГц и 3.8 ГГц, соответственно. Эти профили соответствуют центру каждого ЖИГ волновода. Известно [49], что спектр собственных мод двух магнонных полос состоит из симметричных (штрих-пунктирные кривые) и антисимметричных (сплошные кривые). Первый соответствует случаю, когда амплитуды магнитных потенциалов в магнитных волноводах имеют одинаковую фазу, а в антисимметричном режиме противофазны. На рисунке 2.4 также показан профиль моды отдельного волновода

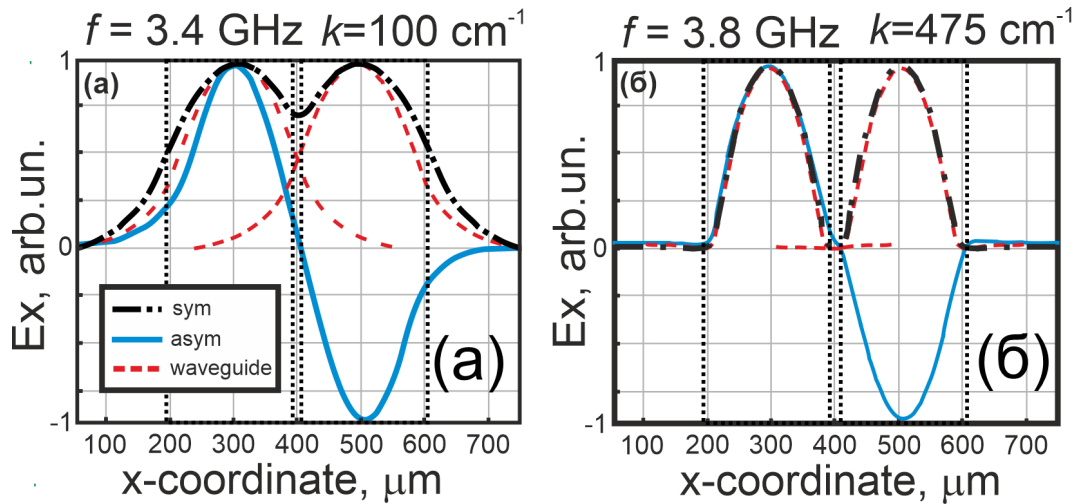


Рисунок 2.4 — Распределение  $E_x$ -компоненты на частотах  $f = 3.4$  ГГц(а) и  $f = 3.8$  ГГц(б) для антисимметричных мод (сплошные синие кривые), симметричных мод (черные штрихпунктирные кривые) и собственных мод отдельного магнитного волновода (красная штриховая линия) при  $H_0 = 600$  Ое. Вертикальными пунктирными линиями показаны левая и правая границы соседних волноводов.

штриховыми линиями. Видно, что интеграл перекрытия профилей мод уменьшается с увеличением частоты и достигает практически нулевого значения при волновом числе  $475 \text{ см}^{-1}$ .

Длина связи больше для мод высокого порядка из-за уменьшенной площади перекрытия профилей мод для более высокого порядка моды. Кроме того, постоянная распространения симметричной моды меньше, чем у антисимметричной моды для мод нечетного порядка ( $n = 1, 3$ ). Напротив, для четных мод ( $n = 2$ ) постоянная распространения симметричной моды больше, чем у антисимметричной моды. Таким образом, далее будем рассматривать только низшие моды, так как они лучше возбуждаются и вносят основной вклад в перенос мощности вдоль волновода.

Показана возможность настройки электродинамических характеристик при изменении конструкции предложенных связанных магнитных волноводов. Жёлтым регионом показана рабочая область режимов распространения спиновых волн, на базе которых возможно создание устройств спинтроники. Частотная зависимость длины связи для различных значений параметра  $d/t$  представлена на рисунке 2.5(б). Таким образом, значение  $L_s$  монотонно увеличивается с увеличением частоты. При увеличении ширины полосы наблюдаются хорошо

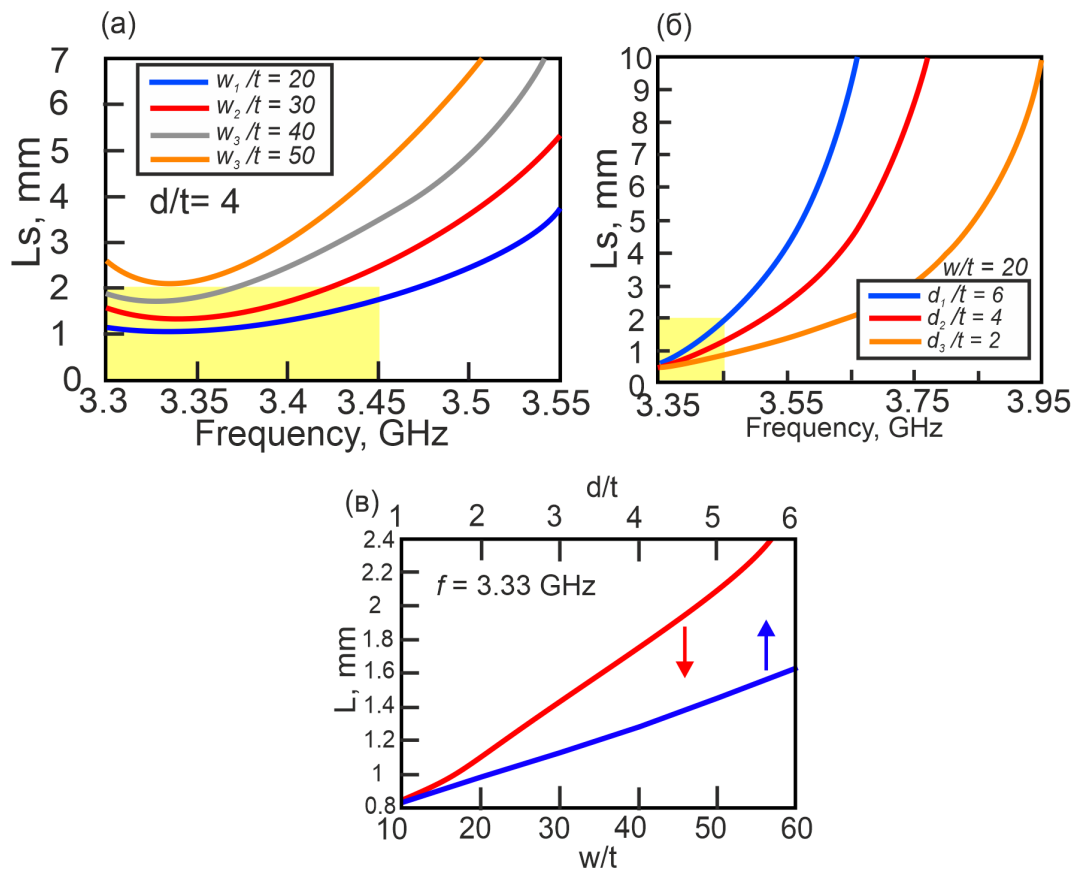


Рисунок 2.5 — (а) частотная зависимость длины связи при различной ширине волноводов; (б) Частотная зависимость длины связи при различном зазоре между волноводами; (в) длина связи как функция ширины волноводов (красная кривая) и расстояния между волноводами (синяя кривая) на частоте  $f = 3.33$  ГГц.

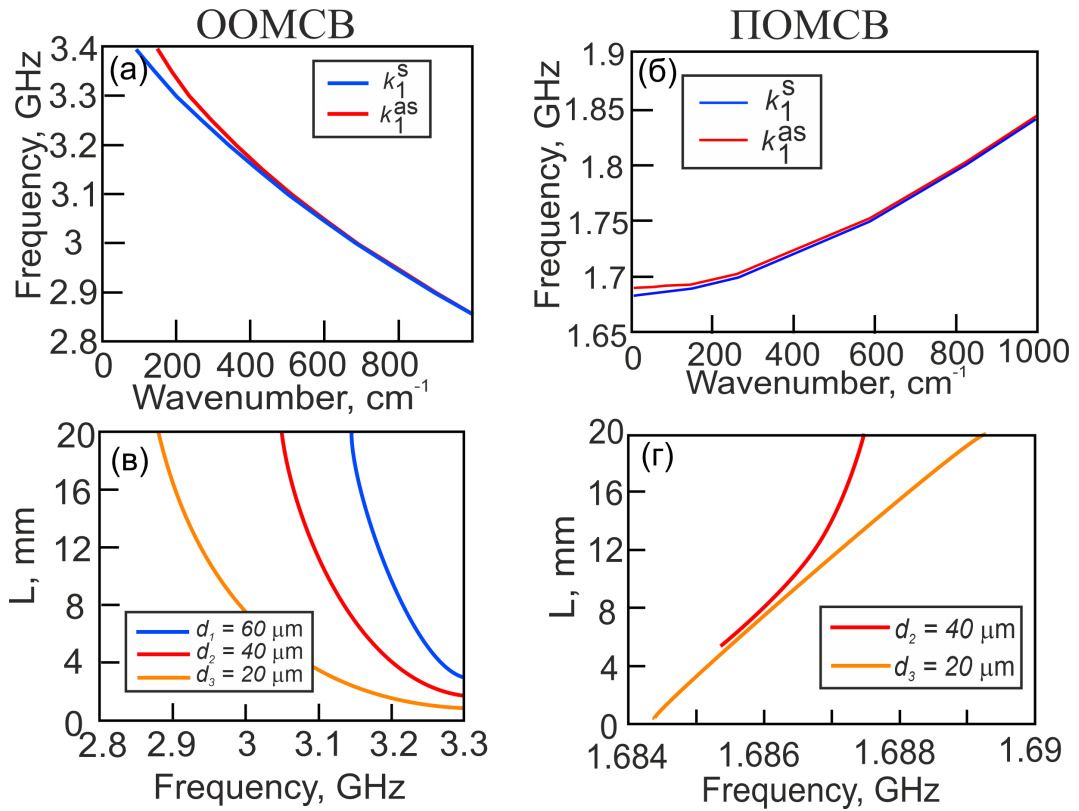


Рисунок 2.6 — Дисперсия симметричных (синяя кривая) и антисимметричных (красная кривая) мод ООМСВ (а) и ПОМСВ (б) в двух магнитных микроволноводах на одной подложке с параметрами  $w = 200$  мкм и  $d = 20$  мкм; Частотная зависимость длины связи при различном зазоре между волноводами для ООМСВ (в) и ПОМСВ (г) при  $w = 200$  мкм.

выраженные минимумы в  $L_s$  на частоте  $f = 3.33$  ГГц (см. рисунок 2.5(а)). Стоит отметить, что изменение ширины  $w$  оказывает большее влияние на изменение значения  $L$ , чем изменение  $d$  (см. рисунок 2.5(в)).

Далее рассмотрим случаи возбуждения электромагнитных волн, которые в приближении могут считаться обратными объёмными магнитостатическими волнами (ООМСВ) и прямыми объёмными магнитостатическими волнами (ПОМСВ) для параметров  $w = 200$  мкм и  $d = 20$  мкм. Дисперсия симметричных и антисимметричных мод для ООМСВ и ПОМСВ показана на рисунке 2.6(а) и 2.6(б), соответственно. Видно, что дисперсионные характеристики симметричных и антисимметричных мод этих типов волн не имеют такой большой разницы в частотах при одинаковых волновых числах, в отличие от ПМСВ. На рисунках 2.6(в) и (г) показана частотная зависимость длины связи для этих типов волн. Видно, что длина связи уменьшается с увеличением частоты и



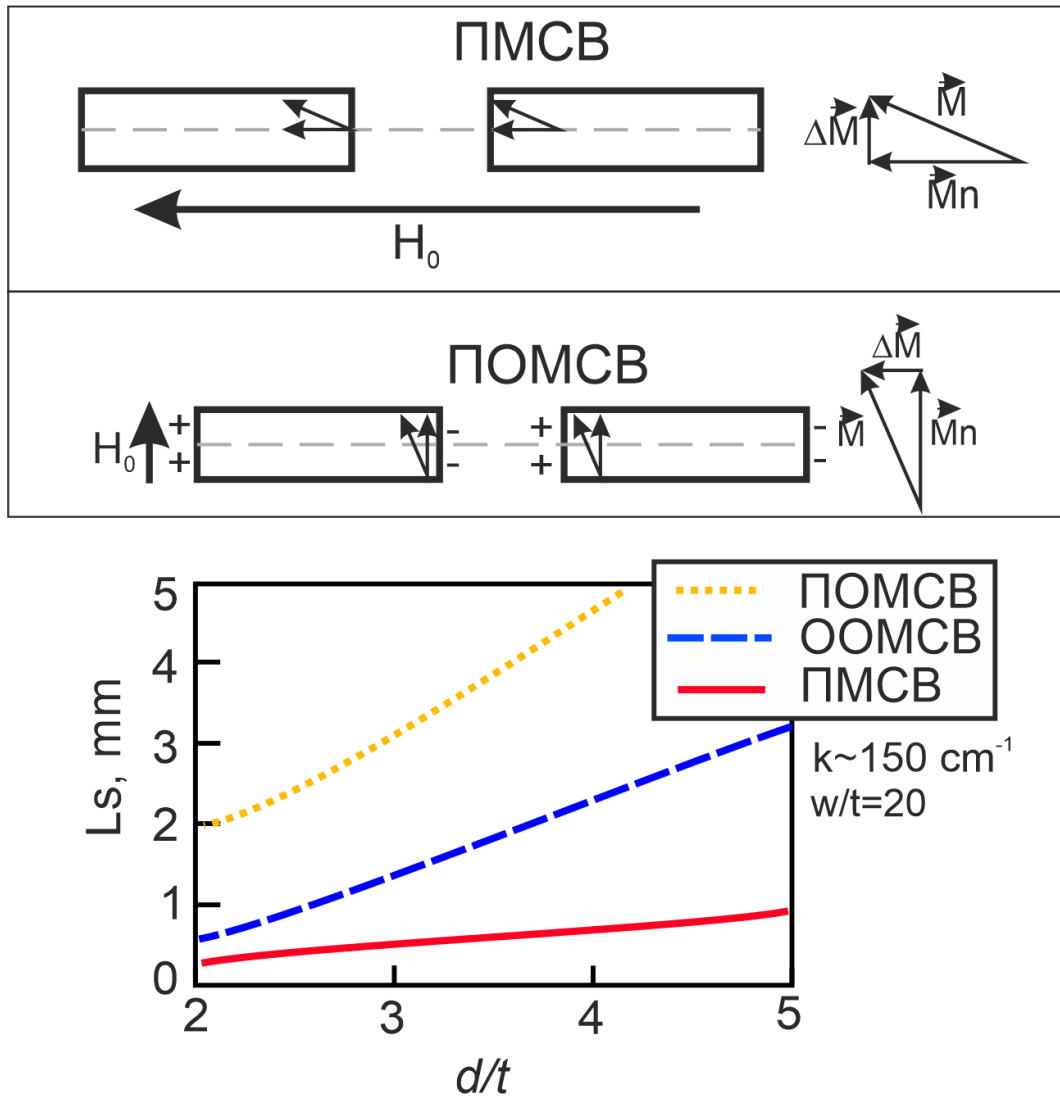


Рисунок 2.7 — Зависимость длины связи от зазора  $d$  для трех типов дипольных волн

примерно в два раза больше, чем для геометрии ПМСВ в том же диапазоне волновых чисел.

В случае ПМСВ в системе связанных планарных микроволноводов отсутствуют нормальные компоненты динамической намагниченности на боковых границах волноводов, нет фиктивных магнитных зарядов, нет размагничивающих динамических магнитных полей, в связи с этим в системе наблюдается сильная связь магнитных моментов в волноводах. Однако, в случае ПОМСВ и ООМСВ нормальные компоненты динамической намагниченности на боковых границах волноводов имеют разрыв, на границах образуются фиктивные магнитные заряды, есть размагничивающие динамические магнитные поля, и в системе наблюдается слабая связь магнитных моментов в волноводах, что схематично изображено на верхних панелях рисунка 2.7.

Использование ПОМСВ для изготовления устройств на базе двух волноводов расположенных на одной подложке представляется нецелесообразным из-за ярко выраженного роста значения длины связи даже при самых малых волновых числах (см. рисунок 2.7), которая становится больше чем длина реально возможной создаваемой структуры. На этом фоне выгодно отличаются два оставшихся типа волн, однако управление характеристиками ПМСВ предпочтительнее, ввиду того, что оно проявляется в длинноволновом диапазоне, то есть на малых волновых числах.

## 2.2 Результаты микромагнитного моделирования и сравнение с экспериментальными данными

На рисунке 2.8(а) показано схематическое изображение системы планарных связанных волноводов  $S_1$  и  $S_2$ , используемых при микромагнитном моделировании и экспериментальном исследовании. Волноводы были изготовлены из пленки ЖИГ толщиной 10 мкм с намагниченностью насыщения  $M_0 = 139$  Гс и шириной ферромагнитного резонанса  $\Delta H = 0.54$  Ое, измеренной на частоте 9.7 ГГц. Волноводы шириной  $w = 200$  мкм располагались на расстоянии  $d = 40$  мкм на пленке ГГГ толщиной 500 мкм. Микроволновод имеет клиновидную форму на одном из концов, который соединяется с микрополосковой антенной шириной 30 мкм (см. рисунок 2.8(а)). Длина области связи  $L_c = 6$  мм. Расстояние между ЖИГ волноводами вблизи портов  $Z_1$  и  $Z_2$  на рисунке 2.8(а) линейно увеличивалась до  $b = 300$  мкм. Структура помещалась во внешнее магнитное поле с величиной  $H_0 = 1200$  Э, направленной вдоль оси  $y$ , для возбуждения поверхностной магнитостатической волны [43; 62].

Для демонстрации режимов работы связанной структуры из двух волноводов было проведено микромагнитное моделирование (см. раздел 1.3) на основе уравнения 1.13, где  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности,  $M_0 = 139$  Гс – намагниченность насыщения плёнки ЖИГ,  $\alpha = 10^{-5}$  – феноменологически введенный Гильбертом параметр затухания,  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{ms}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{ans}}(E)$  – эффективное магнитное поле,  $\mathbf{H}_0$  – внешнее магнитное поле,  $\mathbf{H}_{\text{demag}}$  – магнитостатическое поле,  $\mathbf{H}_{\text{ex}}$  – обменное поле,  $\mathbf{H}_{\text{ans}}(E)$  – поле анизотропии, включающее в себя учёт

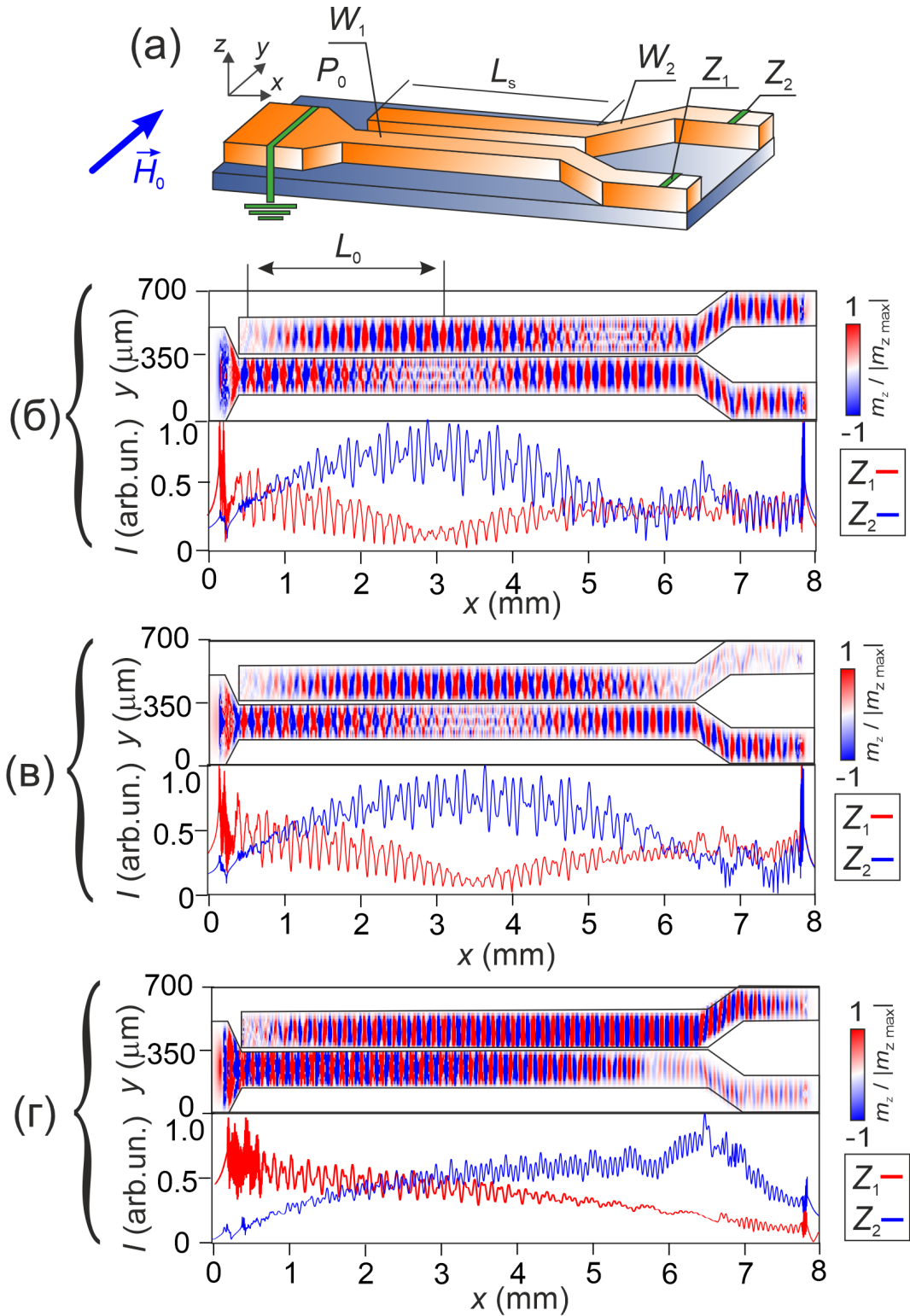


Рисунок 2.8 — (а) Схематическое изображение рассматриваемой конструкции; (б-г) (верхние панели) Пространственное распределение компоненты динамической намагниченности  $m_z(x, y)$  и (нижние панели) интенсивности спиновой волны для частоты входного сигнала (б)  $f_1 = 5.19$  ГГц, (в)  $f_2 = 5.25$  ГГц и (г)  $f_3 = 5.36$  ГГц.

внешнего электрического поля,  $\gamma = 2.8$  МГц/Э – гиромагнитное отношение в плёнке ЖИГ.

На первом этапе численного моделирования входной сигнал на левой границе системы в точке  $x = 5$  мм задавался в виде  $b_z(t) = b_0 \tanh t \sin 2\pi f t$  с плавно возрастающими после включения частотой  $f$  и начальной амплитудой  $b_0 = 0.01$  мТ. Полученные распределения динамической компоненты намагниченности  $m_z$  показаны на верхних панелях рисунков 2.8(б-г) для различных частот сигнала. На нижних панелях показано распределение  $I(x) = \sqrt{m_x^2 + m_z^2}$  по линии вдоль центра каждого микроволновода вдоль оси  $x$ . Видно, что интенсивность спин-волнового сигнала перераспределяется между портами и в зависимости от частоты во входном сечении структуры: сигнал может выйти из волновода (2.8(в)) или (2.8(г)) или мощность сигнала делится поровну между выходными секциями волноводов (2.8(б))

Следует отметить, что ограничение волноводов по ширине приводит не только к уменьшению внутреннего магнитного поля  $H_i$ , но и к несимметричному профилю распределения внутренних полей внутри волноводов  $W1$  и  $W2$  относительно центра каждого из них (см. рисунок 2.9 верхняя панель). В результате следует учитывать уменьшение площади волновода, поддерживающего распространение СВ; таким образом, эффективная ширина каждого магнитного микроволновода составляет  $w_{eff} \approx 150$  мкм. Величина внутреннего поля в центре микроволноводов  $H_{i0} = 1159$  Э, что приводит к смещению частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) намагниченной в плоскости пленки [63]  $f_0 = (\gamma/2\pi)[H_{i0}(H_{i0} + 4\pi M_0)]^{1/2} = 5.141$  ГГц, где  $\gamma/w\pi = 2.8$  МГц/Э – электронное гиромагнитное отношение для ЖИГ.

Несмотря на отсутствие индуктивного возбуждения СВ внутри полосы  $W_2$ , мощность спиновых волн может передаваться в  $W_2$ , а моды ПМСВ могут распространяться вдоль оси  $y$  за счет перекрытия полей между волноводами. Неравномерность профиля внутреннего магнитного поля в направлении  $x$  приводит к изменению спин-волновой связи.. Таким образом, увеличивается эффективная щель  $def f$  между распространяющимися спин-волновыми модами и уменьшается эффективная ширина спин-волнового канала  $w_{eff}$ . Интеграл перекрытия между дипольными полями вне полосы уменьшается в случае  $H_0||x$  по сравнению со случаем  $H_0||y$  [64].

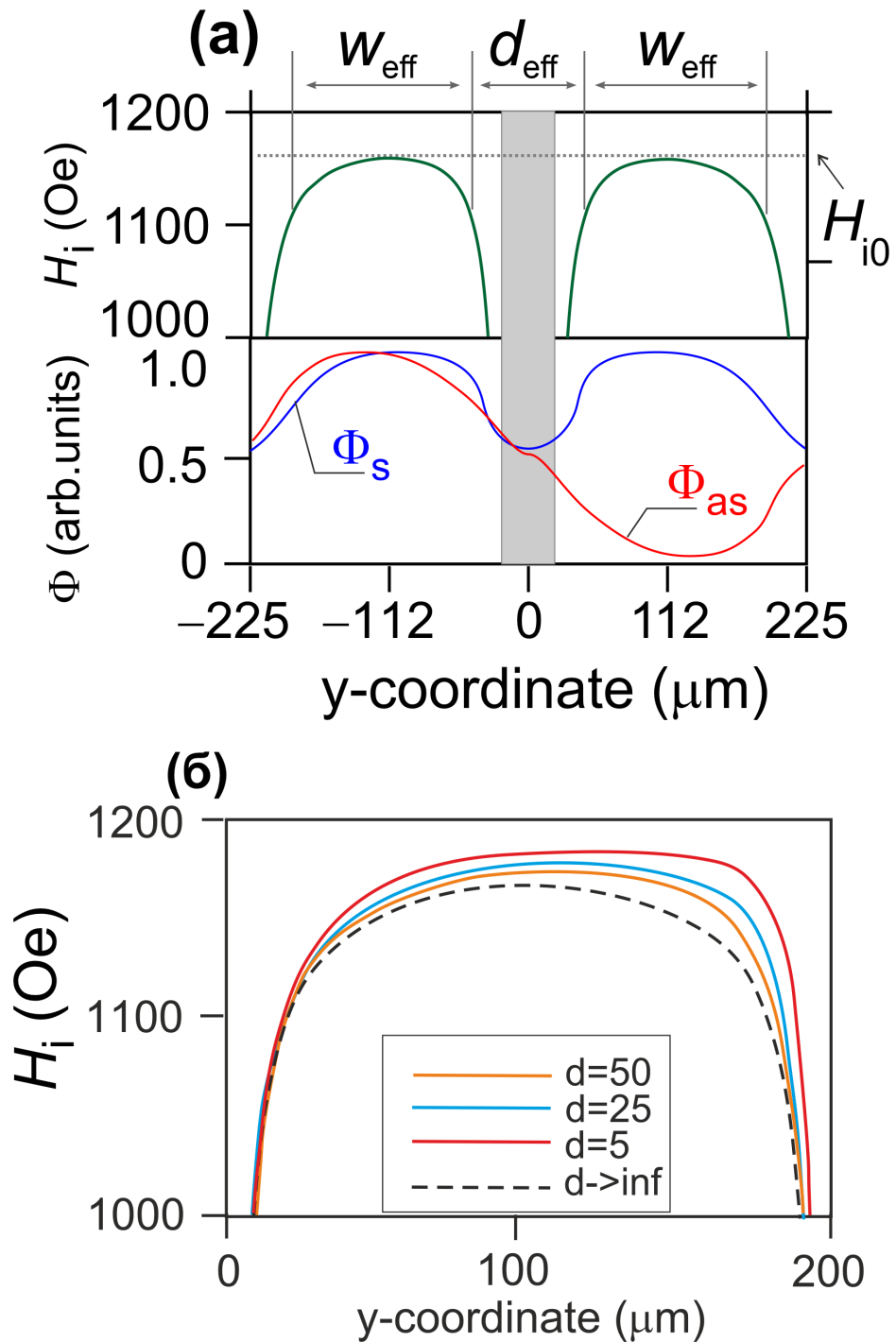


Рисунок 2.9 — (а) Профиль внутреннего магнитного поля  $H_i(y)$  исследуемой структуры (верхняя панель) и поперечный профиль симметричной  $\Phi_s(y)$  и антисимметричной  $\Phi_{as}(y)$  мод (нижняя панель). Расстояние между полосами показано закрашенной областью; (б) Трансформация профилей внутреннего магнитного поля  $H_{int}(x)$  внутри полосы  $S2$  при изменении зазора  $d$  между волноводами

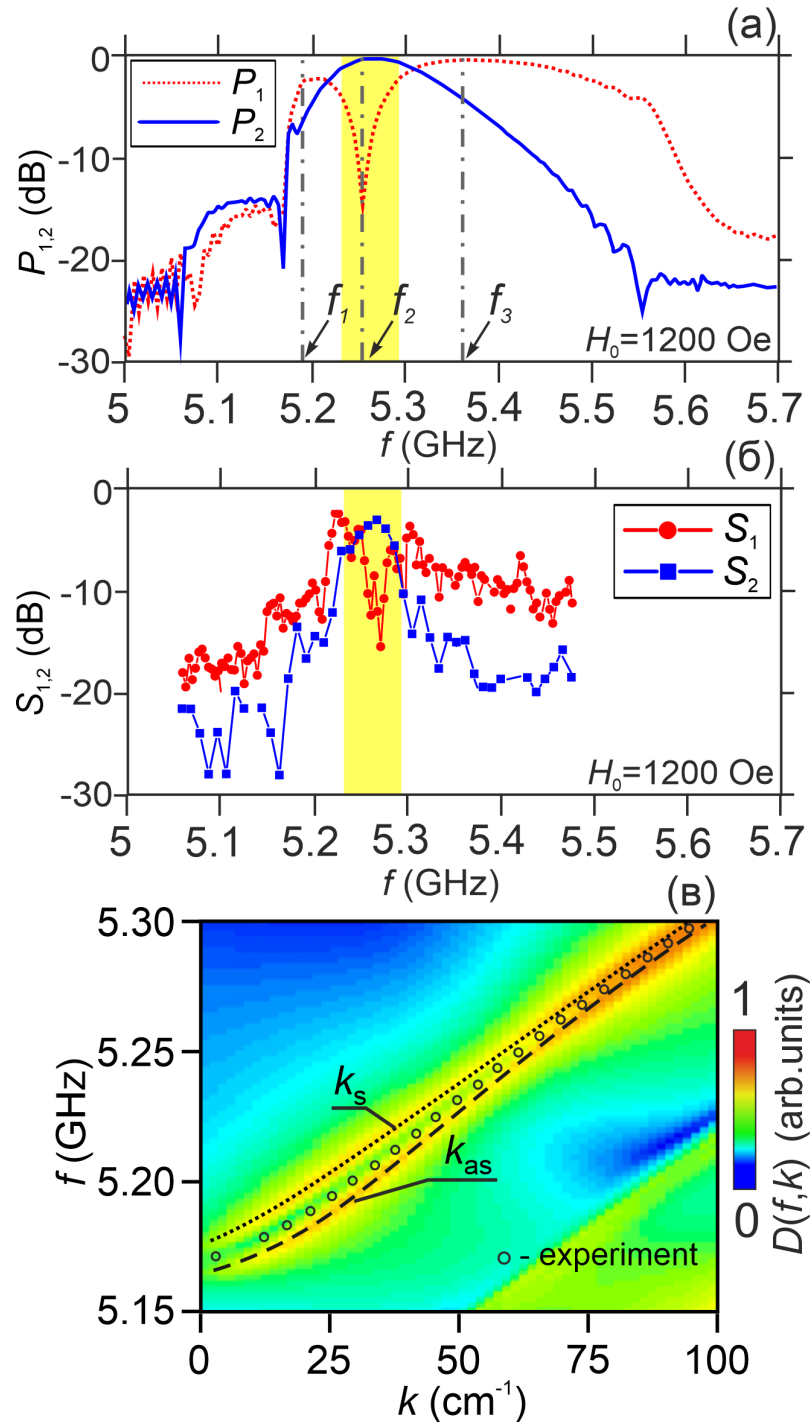


Рисунок 2.10 — (а) Частотный спектр сигнала спиновой волны в выходных секциях микроволноводов  $S_1$  и  $S_2$ ; (б) Частотная зависимость МБС сигнала полученная экспериментально для микроволноводов  $S_1$  и  $S_2$ ; (в) Подсчитанная дисперсионная характеристика спиновых волн для симметричной (верхняя штрихпунктирная линия) и антисимметричной (нижняя штрихпунктирная линия) мод в сравнении с экспериментальными данными, отмеченными кружками.

Спектральная плотность мощности выходного сигнала в областях  $Z_1$  и  $Z_2$ , показанных на рисунке 2.8(а) и сплошной линией на рисунках 2.8(б-г) рассчитывался с входным сигналом в виде  $b_z(t) = b_0 \text{sinc}(2\pi f_c t)$  с частотой  $f_c = 10$  ГГц. Затем регистрировалась динамическая намагниченность  $m_z(x, y, t)$  вблизи выходных областей с шагом  $\Delta t = 75$  фс за время  $T = 500$  нс. В результате с помощью преобразования Фурье были получены частотные зависимости динамических намагниченностей  $P_1 f$  и  $P_2 f$  на выходе первого и второго волноводов соответственно (см. рисунок 2.10(а)). Видно, что сигнал выходит из порта  $Z_2$  в диапазоне частот  $5.23 < f < 5.3$ , отмеченном желтым цветом на рисунке 2.10(а), тогда как мощность спиновой волны за пределами этого диапазона частот локализована вблизи порта  $Z_1$ .

Для построения дисперсионной характеристики спиновых волн при численном моделировании вычислялась величина  $D(k_x, f)$  1.3.

Двумерное распределение  $D(k_x, f)$  показано на рисунке 2.10(в) цветовым градиентом. На плоскости  $(f, k_x)$  можно указать набор точек, соответствующих максимумам  $D(k_x, f)$ , что представляет собой дисперсионные характеристики симметричной и антисимметричной спин-волновых мод, отмеченных на рисунке 2.10(в), как  $k_s$  и  $k_{as}$ , соответственно. Используя дисперсионную характеристику, можно оценить длину связи  $L$  между спиновыми волнами. Изменение длины связи с изменением частоты показано на рисунке 2.8(б-г). Экспериментальные данные для  $k_e(f) = \phi(f)/h$ , где  $\phi(f)$  – частотная зависимость набега фазы, измеренная векторным анализатором цепей и  $h = 10$  мм – расстояние между микрополосковыми антеннами, расположенными вблизи портов  $P_0$  и  $Z_1$ , показаны кружками на рисунке 2.10(в). Видно, что результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Интенсивность сигнала бриллюэновской спектроскопии пропорциональна квадрату динамической намагниченности  $I_{BLS}(x, y) \sim |m_z^2(x, y)|$ . Частотная зависимость сигнала бриллюэновской спектроскопии вблизи портов, представленная на 2.10(б), качественно соответствует результатам численного моделирования 2.10(а).



### 2.3 Нелинейные режимы распространения волн в планарных магнитных микроволноводах

На рисунке 2.11 представлены двумерные пространственные карты интенсивности МБС сигнала  $I(x, y)$  размером  $5 \times 0.45$  мм<sup>2</sup> на частоте  $f_1 = 5.1$  ГГц. Были проведены измерения при различных уровнях входной мощности  $P_0 = -25$  дБмВт (см. рисунок 2.11(а)),  $P_0 = 5$  дБмВт (см. рисунок 2.11(б)), а  $P_0 = 23$  дБмВт (см. рисунок 2.11(в)). Входной импульсный сигнал имел длительность 50 нс. Период следования импульсов составлял 2 мкс. Эти параметры входного импульсного сигнала были выбраны для того, чтобы избежать перегрева образца ЖИГ в области входной микрополосковой антенны и разогрева образца ЖИГ от распространяющейся ПМСВ. С помощью радиофизического эксперимента и осциллографа можно оценить порог ширины и амплитуды импульса, при котором частота начинает сдвигаться из-за нагрева. Задаем значение мощности и варьируем длительность импульса. Если длительность импульса при фиксированной мощности достаточно велика, чтобы перегреть образец или вызвать четырехмагنونные процессы распада, мы можем определить соответствующие параметры импульса, регистрируя форму импульса отраженного сигнала.

Из сравнения этих карт следует отметить, что передача мощности спиновых волн от одной полосы к другой происходит периодически с пространственным периодом  $2L$ . Также стоит отметить, что результаты, представленные на рисунке 2.11, показывают, что  $L$  увеличивается с увеличением уровня входной мощности. Таким образом, эксперимент выявляет нелинейный характер перераспределения энергии между двумя волноводами, зависящий от мощности волны.

Обозначим длину связи, извлеченную из экспериментальных данных, как  $L_{1,2,3}$  (см. рисунок 2.11)), где  $L_1$  соответствует линейному режиму ( $P_0 = -25$  дБм),  $L_2 - P_0 = 5$  дБм, а  $L_3 - P_0 = 23$  дБм.

При увеличении уровня входной мощности распределение интенсивности спиновых волн в каждом волноводе трансформируется за счет нелинейной связи между изначально независимыми ширинными модами [29], подобно полному



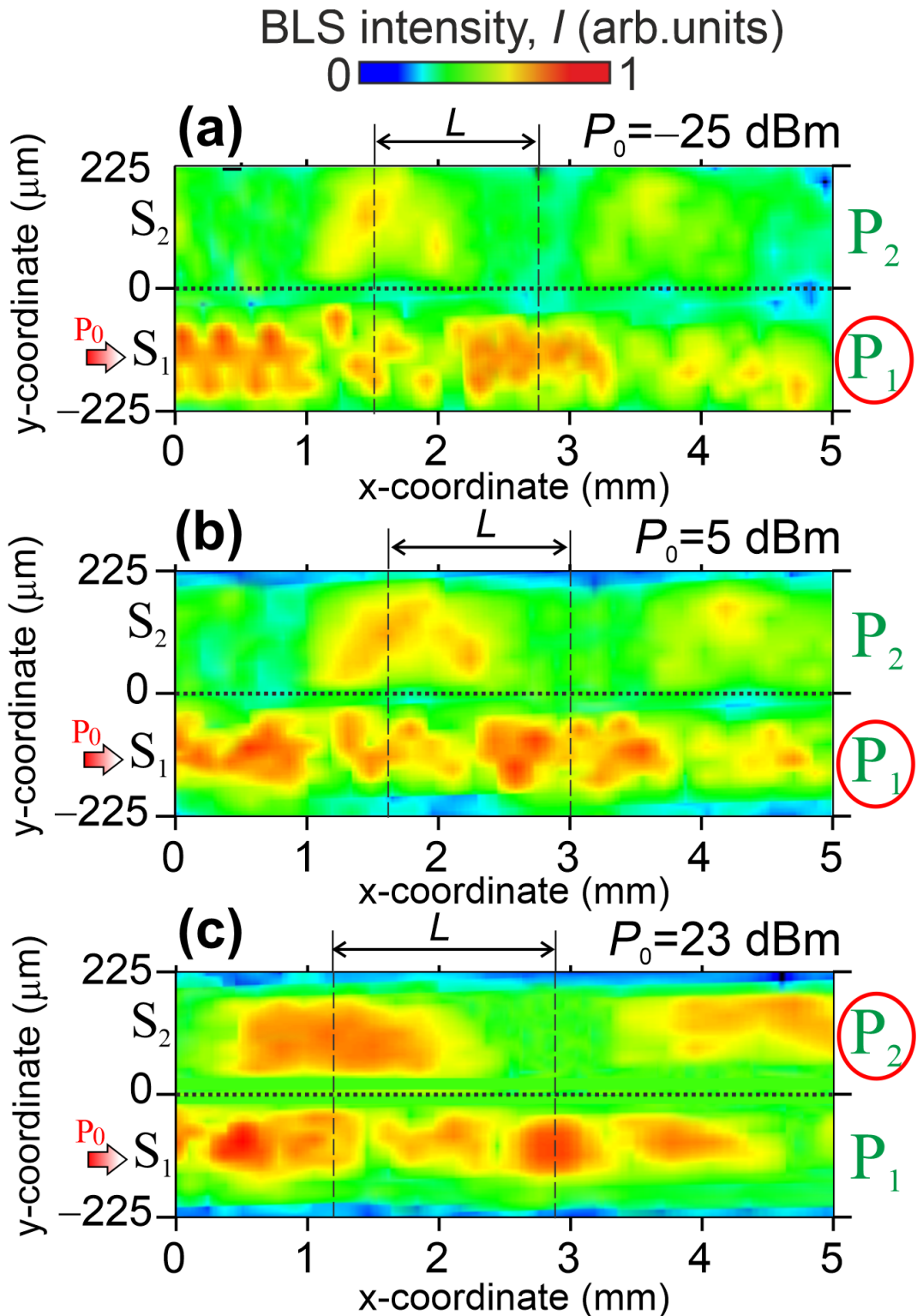


Рисунок 2.11 — Карты интенсивности МБС записанные при частоте возбуждения  $f_1 = 5.1$  ГГц. Над каждой картой указан уровень мощности входного сигнала. Края полосок обозначены пунктирными линиями.  $L$  обозначает длину связи для каждой карты.

оптическому переключению в волоконных ответвителях [65—68] или в графеновых слоях [69].

Для выявления нелинейного режима спин-волновой связи проведено экспериментальное исследование зависимости длины связи от подводимой мощности (см. красные треугольники на рисунке 2.12(а)). Эти данные наглядно демонстрируют увеличение длины связи в 1.3 раза, что достаточно для переключения мощности спиновых волн между микроволноводами.

Отношение мощности, передаваемой от волновода к волноводу, при каждом значении координаты  $x$  можно оценить с помощью коэффициента  $T_0 = 10\log(P_2/P_1)$ , где  $P_{1,2} = I_{1,2}(x)$  — интегральные интенсивности сигнала МБС вдоль каждого волновода.

Коэффициент  $T_0$ , зависящий от положения, неудобен для общности описания нелинейной связи. Таким образом, эффективность передачи мощности между магнитными волноводами можно оценить с помощью коэффициента  $T$ , который определяется как  $T = 10\log(P_2/P_1)$ , где  $P_{1,2} = I_{1,2}(x = 4L_1)$  — интегральные интенсивности МБС поперек волноводов при  $x = 4L_1$ . Подчеркнем, что такой способ определения  $T$  удобен для описания работы нелинейного ответвителя. Таким образом, позиционно-независимый коэффициент  $T$  определяется главным образом дисперсией спиновых волн и описывает главным образом трансформацию спин-волновых характеристик в нелинейном режиме по сравнению с линейным режимом. При увеличении входной мощности мощность спиновой волны передаётся с  $S_1$  на  $S_2$ , а  $T$  увеличивается на 15 дБмВт при переходе от  $P_0 = -20$  дБмВт до  $P_0 = 20$  дБмВт. Заметим, что мощность спиновых волн делится поровну между магнитными полосами, когда

$$T(x = 4L_1, P_0) = 0 \quad (2.4)$$

Решение 2.4 определяет критическую мощность  $P_0 = P_{th}$ . Ожидается монотонный рост  $C$  с увеличением  $P_0$ ; однако при  $P_0 = 23$  дБм коэффициент  $C$ , а также длина связи  $L$  начинают становиться приблизительно постоянными (см. рисунок 2.12(а,б)).

Такое поведение можно объяснить нелинейными процессами магнон-магнетонного рассеяния, которые, как известно, очень эффективны в пленках ЖИГ и приводят к нелинейному затуханию спиновых волн [43]. Из эксперименталь-

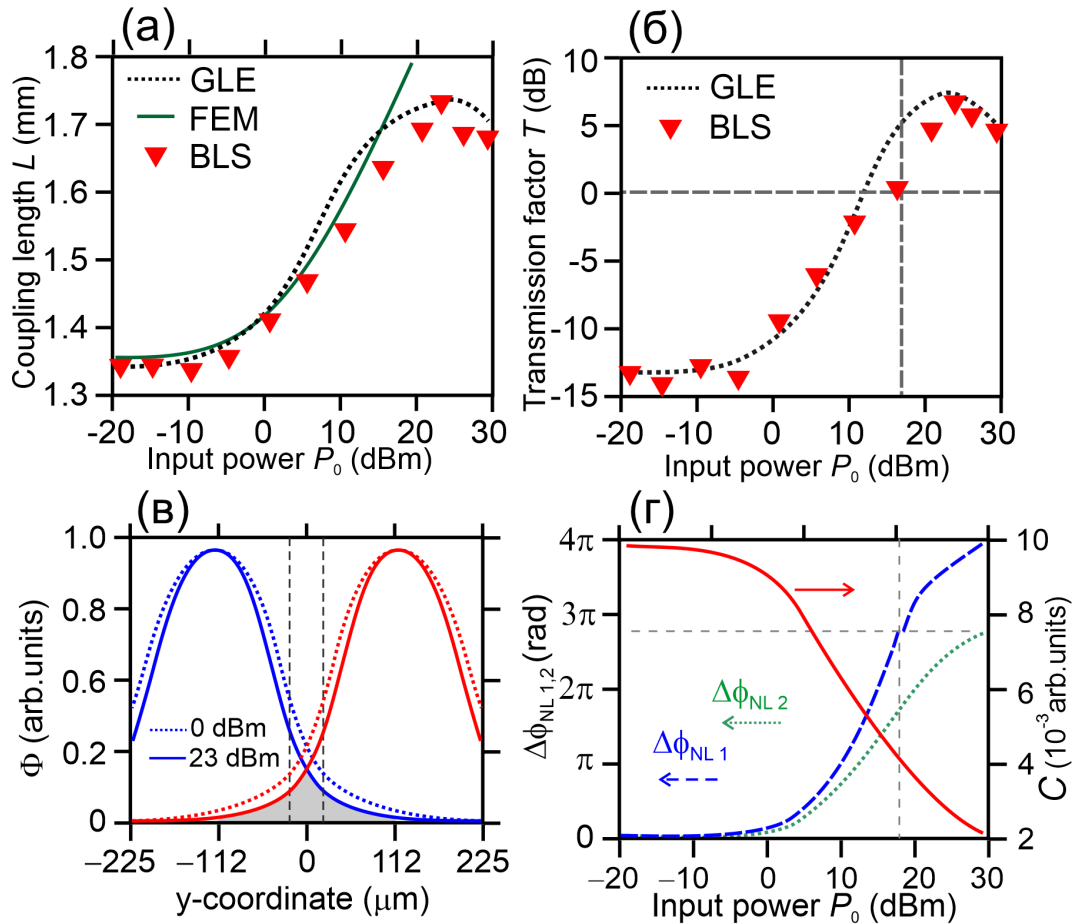


Рисунок 2.12 — Зависимость длины связи (а) и коэффициента передачи (б) от мощности, измеренной с помощью экспериментального исследования, численного моделирования с использованием МКР и связанных уравнений ГЛ; (в) Профили мод  $\Phi_{1,2}$  волноводов при  $P_0 = 0$  дБм (штриховые кривые) и  $P_0 = 23$  дБм (сплошные кривые). (г) Нелинейный дифференциальный фазовый сдвиг в каждом волноводе  $\Delta\phi_{NL1,2}$  (штриховая и пунктирная кривые) и интеграл перекрытия  $C$  (сплошная кривая) в зависимости от входной мощности. Данные получены для  $f = 5.1$  ГГц и  $H_0 = 1200$  Э.

ных данных, которые изображены на рисунке 2.12(б) треугольниками, видно, что при  $P_{th} = 18$  дБмВт мощность делится поровну между  $S_1$  и  $S_2$ .

Как было сказано ранее, физическая причина спин-волновой связи в планарных волноводах заключается в перекрытии внутренних полей каждого волновода. Кроме того, в работе [70] было показано, что в геометрии распространения Деймона-Эшбаха нелинейность действует противоположно линейной дифракции, уменьшая размер поперечной моды спиновой волны. На рисунке 2.12(в) показан профиль моды волновода при входной мощности 0 дБмВт (пунктирные кривые) и 23 дБм (сплошные кривые). Перекрытие профилей мод схематически изображено на рисунке 2.12(в) закрашенной областью. Таким образом, распределение поля ПМСВ трансформируется с ростом мощности, и величина спин-волновой связи меняется.

Нелинейные профили собственных мод рассчитывались с помощью итерационного МКЭ-моделирования с локальным измельчением сетки [71] с учетом локального уменьшения намагниченности с профилем, соответствующим линейной собственной моде и неоднородному профилю внутреннего магнитного поля, рассчитанному с помощью микромагнитного моделирования. Теория магнитодипольного взаимодействия в массиве магнитных наноточек [72] также может быть использована для расчета связи СВ; однако в случае геометрии Деймона-Эшбаха применить этот теоретический подход невозможно из-за неоднородного и асимметричного профиля магнитного поля в каждой магнитной полосе. Мы также учитываем только первую моду СВ из-за того, что для спин-волновой моды более высокого порядка динамическое поле рассеяния, создаваемое спин-волновой модой, уменьшается [73].

Как видно из рисунка 2.12 (в), поперечная ширина по координате  $y$  профилей мод каждого волновода  $\Phi_{1,2}(y, f, P_0)$  уменьшается с увеличением мощности. Это приводит к уменьшению интеграла перекрытия между модами в волноводах:

$$C(f, P_0) = \frac{\int \Phi_1(y, f, P_0) \Phi_2(y, f, P_0) dy}{\sqrt{\int \Phi_1^2(y, f, P_0) dy \int \Phi_2^2(y, f, P_0) dy}} \quad (2.5)$$

Интегралы в 2.5 берутся по прямой  $-w - d/2 \leq y \leq w + d/2$ . Рассчитанная амплитудная зависимость интеграла перекрытия показана на рисунке 2.12(г) сплошной линией. Монотонное уменьшение  $C$  с ростом  $P_0$  качественно объясня-

ет поведение  $L(P_0)$ . Следует отметить, что мы пренебрегаем фазовым сдвигом между модами  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  в уравнении 2.5.

Для описания нелинейных мод распространения и связи спиновых волн в планарных структурах использовалась феноменологическая модель, основанная на связанных уравнениях Гинзбурга–Ландау, которые используются, например, в оптике при изучении волновой динамики диссипативных пространственно-временных солитонов в средах с нелинейным демпфированием [8; 74]. Явный вид двух связанных уравнений Гинзбурга–Ландау [75] может быть получен из уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта 1.13 для динамической намагниченности с учетом керровской нелинейности, т.е. уменьшения намагниченности насыщения при увеличении угла отклонения вектора намагниченности из состояния равновесия:  $M_0(1 - (m_x^2 + m_z^2)/(2M_0)) = M_0(1 - \Phi^2)$ , где  $\Phi = \sqrt{(m_x^2 - m_z^2)/M_0^2}$ . Входную мощности спиновой волны можно оценить как  $P_0 \approx |\Phi_0|^2 M_0^2 v_g \omega t$ , где  $v_g$  групповая скорость и  $\Phi_0$  — начальная амплитуда магнитостатических поверхностных волн для численного интегрирования системы двух связанных уравнений Гинзбурга–Ландау:

$$i \frac{d\Phi_{1,2}}{dx} = k\Phi_{1,2} + \kappa\Phi_{2,1} + (\zeta - i\nu_2)|\Phi_{1,2}|^2\Phi_1 - i\nu_1\Phi_{1,2}$$

Где  $\Phi_1(x)$  и  $\Phi_2(x)$  амплитуды спиновых волн в волноводах,  $k = k(f)$  — волновое число спиновой волны, распространяющейся в одиночном микроволноводе,  $\zeta = \frac{\partial k}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=0} \frac{(2f_H + f_M) \exp(2kt) - f_M}{f_M t}$  — нелинейный коэффициент, где  $f_H = \gamma H_0$  и  $f_M = 4\pi\gamma M_0$ ; и  $\nu_1 = \frac{1}{v_g} \Big| \frac{\partial \omega}{\partial H} \Big| \frac{\Delta H}{2}$  и  $\nu_2 = -\frac{1}{v_g^2} \zeta \frac{\Delta H}{2} \Big| \frac{\partial \omega}{\partial H} \Big| \Big| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \Big|_{\Phi=0}$  — линейное и нелинейное затухание спиновой, соответственно. Для расчета нелинейных режимов распространения спин-волнового сигнала при возбуждении волновода  $S_1$  на частоте  $f_0$  использовались нелинейный параметр  $\zeta = 1.77 \times 10^5 \text{ м}^{-1}$ , а также параметры линейного и нелинейного затухания  $\nu_1 = 13.03 \text{ м}^{-1}$  и  $\nu_2 = 50.09 \text{ м}^{-1}$ .

Далее, путем прямого численного интегрирования уравнения ГЛ с кубической нелинейностью 2.3 мы вычисляем значения  $L$  и  $T$  как функцию от входной мощности. Волновое число  $k$ , коэффициент связи  $\kappa$  и коэффициент  $\beta$  были определены при численном моделировании. Важным моментом является то, что введение нелинейного затухания приводит к увеличению мощностного порога  $P_{th}$  переключения спиновых волн в связанных уравнениях ГЛ, в отличие от связанных НУШ. Кроме того, результаты нелинейного фазового сдвига, рассчитанно-

го с помощью связанных уравнений ГЛ, показывают, что дифференциальный нелинейный фазовый сдвиг в полосе  $S_1$  составляет  $\Delta\phi_{NL1}(f_1) = \Delta\phi_{th} \approx 2.8\pi$  рад при значении мощности  $P_{th}$ , что находится в хорошем соответствии для оптического направленного ответвителя с длиной одного биения [76]. Следует отметить, что нелинейный фазовый сдвиг в первом волноводе больше, чем во втором  $\Delta\phi_{NL1} > \Delta\phi_{NL2}$  в диапазоне мощностей спиновых волн  $0 < P_0 < 30$  дБмВт и  $\Delta\phi_{NL1} - \Delta\phi_{NL2} \approx \pi$  при  $P_0 = P_{th}$ . Последнее объясняет переключение, зависящее от интенсивности, интерференцией симметричных и антисимметричных собственных мод. При этом подчеркнем, что многомодовая картина интенсивности спиновых волн в  $S_1$  переходит в почти одномодовый режим при превышении мощности  $P_{th}$  из-за интерференции ширинных мод отдельного волновода [70]. Этот эффект также способствует росту  $C$  с увеличением мощности. Полученные в ходе эксперимента данные  $\phi_{NL1}(P_0)$  показаны кружками на рисунке 2.12 (г). Нелинейный фазовый сдвиг измерялся в выходном сечении волновода  $S_1$  методом микроволновой спектроскопии [29].

Далее будут показаны результаты численного моделирования, которые могут подтвердить режим переключения мощности и объяснить экспериментальные данные [ $L(P_0)$  и  $C(P_0)$ ]. Сперва оценим уменьшение эффективной намагниченности насыщения  $\delta M_s$  (синяя пунктирная линия на рисунке 2.13(а)) с ростом амплитуды намагниченности [43]  $h_0$ :  $\delta M_s = M_0 - M_s \approx M_0\gamma^2 h_0^2 / (2\alpha^2 \omega^2)$ , где  $\alpha = \frac{1}{\omega} \left| \frac{\delta\omega}{\delta H_i} \right| \frac{\Delta H}{2} = 1.1510 \cdot 10^{-5}$  — параметр затухания Гильберта [43; 58]. Таким образом мы вычисляем длину связи как функцию намагниченности насыщения  $M_s$ . Данные на рисунке 2.13(а) (кружки и красная кривая) демонстрируют уменьшение  $L$  по мере увеличения  $M_s$  и достижения  $M_0$ . Таким образом,  $L(h_0)$  можно оценить с помощью итеративного моделирования МКЭ. На рисунке 2.13(б) показана карта режимов, демонстрирующая переключение сигнала с  $S_1$  на  $S_2$  и частотную зависимость порога нелинейного переключения  $P_{th}(f)$ . Синие сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответствуют условиям  $T(P_0, f) = 0$  дБмВт,  $T(P_0, f) = -3$  дБмВт и  $T(P_0, f) = 3$  дБм, соответственно. Как видно из рисунка 2.13(б), значение  $P_{th}$  уменьшается с увеличением частоты; однако монотонный рост длины связи  $L$  препятствует дальнейшему снижению порога переключения.

На рисунке 2.13(в) показана частотная зависимость модуля коэффициента передачи в линейном (зеленая сплошная кривая) и нелинейном (красная



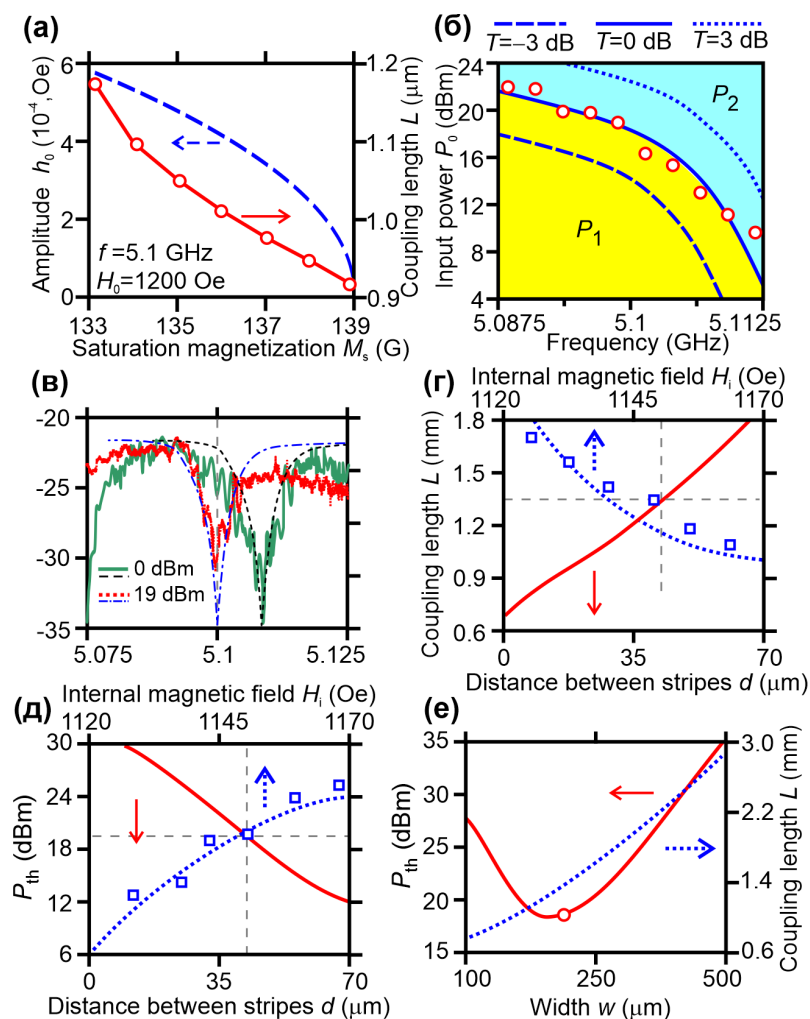


Рисунок 2.13 — (а) Динамическая амплитуда СВ  $h_0$  (сплошная кривая) и длина связи  $L$  (штриховая кривая) в зависимости от намагниченности насыщения в ЖИГ; (б) Карта зависимости  $P_0(f)$ , демонстрирующая режимы спин-волновой динамики. Желтая область соответствует прохождению СВ через первый магнитный волновод, синяя — через второй. Штриховая, сплошная и пунктирная кривые соответствуют значениям  $T$ , обозначенным сверху; (в) Прохождение СВ через первый волновод  $S_1$ , измеренное с помощью радиофизического эксперимента в линейном (сплошная зеленая кривая) и нелинейном (пунктирная красная кривая) режимах. Результаты расчетов показаны штриховой и штрихпунктирной линиями. (г) Длина связи в зависимости от расстояния между полосками (сплошная кривая) и внутреннего магнитного поля в центре полоски (пунктирная кривая — моделирование, светлые квадраты — эксперимент МБС). (д) Пороговая мощность  $P_{th}$  переключения спиновых волн в зависимости от расстояния между волноводами и внутреннего магнитного поля. (е) Пороговая мощность (сплошная кривая) и длина связи (пунктирная кривая) в зависимости от ширины волноводов. Открытые кружки обозначают экспериментальные данные.

штриховая кривая) режимах, на выходе волновода  $S_1$ . Хорошо выраженный провал в полосе задерживания соответствует частотам, при которых мощность спиновой волны не передаётся в выходной участок волновода  $S_1$ . Положение провала смещается в низкочастотную область с увеличением мощности спиновой волны. Рассчитанный коэффициент передачи для линейного и нелинейного режима изображен штриховой и штрих-пунктирной кривыми и соответственно хорошо согласуется с экспериментальными данными. При этом подчеркнем, что мы рассматриваем только линейный вклад в возмущение намагниченности в волноводах, возникающий от перекрытия модального поля с параллельным волноводом. Мы пренебрегаем нелинейным вкладом в связь, возникающим из-за нелинейного взаимодействия спин-волновых мод в планарных волноводах [77]. Нелинейная связь начинает работать при значительно больших мощностях распространяющейся волны, и, таким образом, нелинейное затухание влияет на динамику спиновых волн и не может привести к механизму «нелинейной связи», т.е. с увеличением мощности спиновой волны увеличивается и затухание спиновой волны, что приводит к ограничению функциональных возможностей нелинейного ответвителя.

Как было показано в 2.1, длина связи  $L(f)$  определяется геометрию системы спин-волнового ответвителя. В линейном режиме распространения СВ на участке связи длиной  $L_x$ ,  $L(f)$  должно удовлетворять условию  $L(f) < b$ . В нелинейном режиме необходимый критерий интенсивностно-зависимого переключения СВ имеет вид  $L_{NL}(f) \leq L(f) \leq L_d(f)$ , где  $L_{NL}$  – характерный масштаб длины [78] при условии фазового сдвига  $\phi_{NL}(f)$  в нелинейном режиме распространения СВ;  $L_d = 1/\nu_1$  – длина распространения [43] СВ.

Расстояние между волноводами определяет длину связи и, как следствие, существенно влияет на мощность переключения. Таким образом, увеличение расстояния между волноводами  $d$  приводит к увеличению  $L$ , как видно из рисунка 2.13(д) ( $d$  варьируется от 0 до 70 мкм). При  $d \rightarrow 0$  мкм длина связи  $L \rightarrow L_{12}$ , где  $L_{12} = \pi/(k_1 - k_2)$ ;  $k_1$  и  $k_2$  - волновые числа первой и второй поперечных мод ПМСВ в полосе шириной  $2w$ . Мы также демонстрируем перестройку длины связи в 1.8 раза при изменении магнитного поля от 1120 Э до 1170 Э (см. рисунок 2.13(д)). Синяя пунктирная линия на рисунке 2.13(д) показывает результаты моделирования МКЭ, а квадратами показаны данные, извлеченные из измерений МБС.



Уменьшение ширины полос  $w$  приводит к уменьшению групповой скорости  $v_g$  ПМСВ как для симметричной, так и для антисимметричной мод и, как следствие, к увеличению нелинейного фазового сдвига  $\phi NL_1$ , который можно оценить с помощью уравнения (7) из работы [79]. Это приводит к уменьшению  $P_{th}$  с уменьшением  $w$ . С другой стороны уменьшение  $w$  приводит к увеличению  $k = |k_s(f, P_0) - k_{as}(f, P_0)|$  и, как следствие, к увеличению  $P_{th}$ . Следует также учитывать, что относительный эффективный зазор между полосами  $d_{eff}/d$  увеличивается с уменьшением  $w$ . В результате значение интеграла перекрытия  $C$  уменьшается. Это приводит к уменьшению пороговой мощности  $P_{th}$  с уменьшением  $w$ .

На рисунке 2.13(е) хорошо видны минимумы зависимости  $P_{th}$ , обусловленные действием вышеперечисленных механизмов. Таким образом, оптимальные значения ширины волноводов находятся в диапазоне  $125 < w < 275$  мкм для толщины ЖИГ 10 мкм. Также следует отметить, что в работе [80] отсутствие нелинейного спин-волнового переключения можно объяснить относительно большой шириной волновода в 720 мкм, которой было недостаточно для достижения соответствующего значения  $\phi_{NL}$  даже при входной мощности  $P_0 = 26$  дБм. Следует отметить, что изменение угла намагничивания приводит к изменению значения интеграла перекрытия и, следовательно, к изменению длины связи. Однако в геометрии ООМСВ значение длины связи выше, чем для ПМСВ, т.е. таким образом пороговая мощность также выше. Следовательно, потребность в мощности для переключения может быть снижена за счет использования ПМСВ и соответствующей геометрической конструкции.

## 2.4 Основные выводы

Выявлено влияние геометрических параметров структуры из двух магнитных микроволноводов, расположенных на одной подложке параллельно на длину связи дипольных спиновых волн. На основе метода конечных элементов показано изменение длины связи дипольных спиновых волн в двух магнитных микроволноводах при изменении ширины волноводов и зазора между ними.

С помощью микромагнитных вычислений во временной области были получены карты динамической намагниченности и интенсивности дипольных спиновых волн. Показано, что распространение дипольных спиновых волн имеет многомодовый характер.

Проведено экспериментальное исследование методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии нелинейных режимов распространения спиновых волн в системе планарных микроволноводов. Полученные результаты показывают увеличение длины связи в нелинейном случае по сравнению с линейным, однако при достижении определённого уровня мощности длина связи становится постоянной.

Проведено аналитическое исследование на базе предложенной модели на основе связанных уравнений Гинзбурга - Ландау. Показано что влияние нелинейности проявляется в изменении фазы симметричной и антисимметричной мод при увеличении амплитуды спиновой волны. Показано качественное и количественное соответствие между численными и экспериментальными результатами.

### Глава 3. Волноводные и резонансные режимы обмена энергии в системе микроволноводов, связанных через кольцевой резонатор

В последнее время большой интерес вызывает изучение свойств спиновых волн с частотами гигагерцово-терагерцового диапазона и длинами волн от десятков нанометров до нескольких миллиметров, распространяющихся в структурированных магнитных пленках [35; 81]]. Применение спиновых волн для передачи данных и расчетов обеспечивает не только передачу информационных сигналов без выделения джоулевого тепла, но и кодирование сигнала как по амплитуде, так и по фазе [37; 82]. Как известно, свойства спиновых волн определяются дипольным и обменным взаимодействиями в магнитных средах и могут существенно меняться при изменении параметров среды, например направления и величины равновесной намагниченности, определяемой эффективным магнитным полем [42]. В качестве элементов магнитных схем были предложены, например, делители спиновых волн [55], обеспечивающие создание реконфигурируемых магнитных схем [83]. Интересным является изучение возможности изменения направления распространения волны на 180 градусов для использования в таких элементах магнитных схем. Такое возможно сделать используя, кольцевой резонатор. Существуют аналоги подобных структур в оптике [84; 85]. Также в оптике известны работы, в которых предложено описание таких систем с помощью матриц передач [86; 87]. Однако в ситуации магнитными структурами и реальным экспериментом задача усложняется трудностью создания кольцевого резонатора. Известна работа [88], где показано, что в  $\Gamma$ -образном сочленении волновода может распространяться волна, за счёт размагничивающих полей, которые связывают ПМСВ и ООМСВ. Поэтому имеется возможность того, что волна пойдёт по кругу в кольцевом резонаторе прямоугольной формы и создаст такой режим распространения волны, при котором волна будет распространяться в обратном направлении. В свою очередь, матрицей передач в такой структуре сложно воспользоваться из-за изменения фаз ввиду отражений и интерференции на углах плеч резонатора, рассеяния на стыках и возникновения высших мод, поэтому для исследования данной структуры и будет использоваться микромагнитное моделирование (см. раздел 1.3)

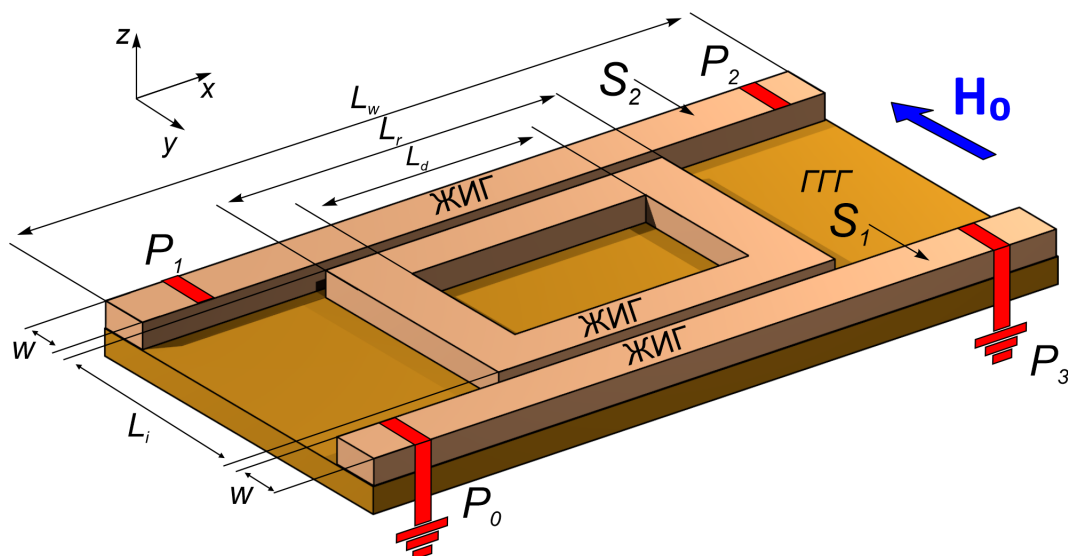


Рисунок 3.1 — Схематический вид структуры состоящей из двух планарных микроволноводов, связанных через кольцевой резонатор.

В данной главе показаны режимы распространения спиновых волн в системе состоящей из двух ЖИГ микроволноводов, находящихся на одной подложке, связанных через кольцевой резонатор, расположенный между ними. С помощью микромагнитного моделирования будут получены пространственные карты распределения динамической намагниченности в исследуемой структуре, показывающие изменение режима распространения спиновых волн сигнала при изменении величины и направления внешнего магнитного поля. Будет исследован спектр собственных мод спиновых волн, распространяющихся в каждом микроволноводе. Будет показано, что предлагаемая структура позволяет осуществлять многопоточную селекцию сигнала спиновой волны за счет пространственно-частотного разделения, а также разделения мод сигнала между планарными микроволноводами. Будет показано управление режимами распространения этой связи, изменяя угол статического внешнего магнитного поля.

### 3.1 Микромагнитное моделирование режимов распространения дипольных спиновых волн

На рисунке 3.1 показано схематическое изображение структуры иттрий-железного граната на подложке из галлий-гадолиниевого граната. Два параллельных микроволновода ( $S_1$  и  $S_2$ ) одинаковой ширины  $w = 500$  мкм, сформиро-

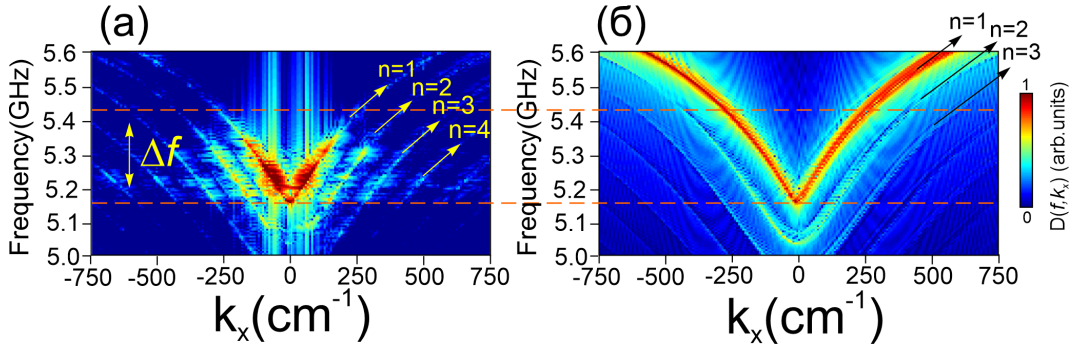


Рисунок 3.2 — Дисперсионные характеристики поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в волноводах  $S_2$  (а) и  $S_1$  (б).

ванных из плёнки ЖИГ. Между этими микроволноводами расположен кольцевой резонатор, также выполненный из ЖИГ прямоугольного сечения, ширина плеч которого равна ширине волноводов  $S_1$  и  $S_2$ . Зазор между волноведущими структурами  $d = 50$  мкм для обеспечения эффективной многомодовой связи между спиновыми волнами [15, 22, 23]. Длина структуры по оси  $x$  составляла  $L_w = 8000$  мкм, длина плеча кольцевой полости по оси  $x$  составляла  $L_r = 1500$  мкм, длина полости по оси  $y$   $L_l = 1500$  мкм. Толщина исследуемых структур равна 10 мкм. Структура помещена в однородное статическое магнитное поле  $H_0 = 1180$  Э, направленное вдоль оси  $y$ , для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн [43]. Данную структуру можно рассматривать как четырехканальный делитель с входом  $P_0$ , где возбуждаются спиновые волны (эквивалент микрополосковой антенне). Оставшиеся три канала  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$  являются выходными.

Для демонстрации возможных режимов распространения исследуемой волноводной структуры было выполнено микромагнитное моделирование распространения спиновой волны (см раздел 1.3). На рисунке 3.2 представлены карты численно смоделированной эффективной дисперсионной характеристики. Сравнение дисперсионных характеристик в волноводах  $S_1$  и  $S_2$  показывает, что возбуждение спиновой волны в волноводе  $S_2$  является наиболее эффективным в диапазоне частот между горизонтальными пунктирными прямыми на рисунке 3.2. При этом в волноводе  $S_2$  возбуждаются поперечные моды спиновых волн с номерами  $n = 1, 2, 3, 4$ , а в волноводе  $S_1$  эффективно возбуждаются моды с номерами  $n = 1, 2$  [19; 89]. Для демонстрации эффективности возбуждения спиновых волн, распространяющихся в положительном и отрицательном

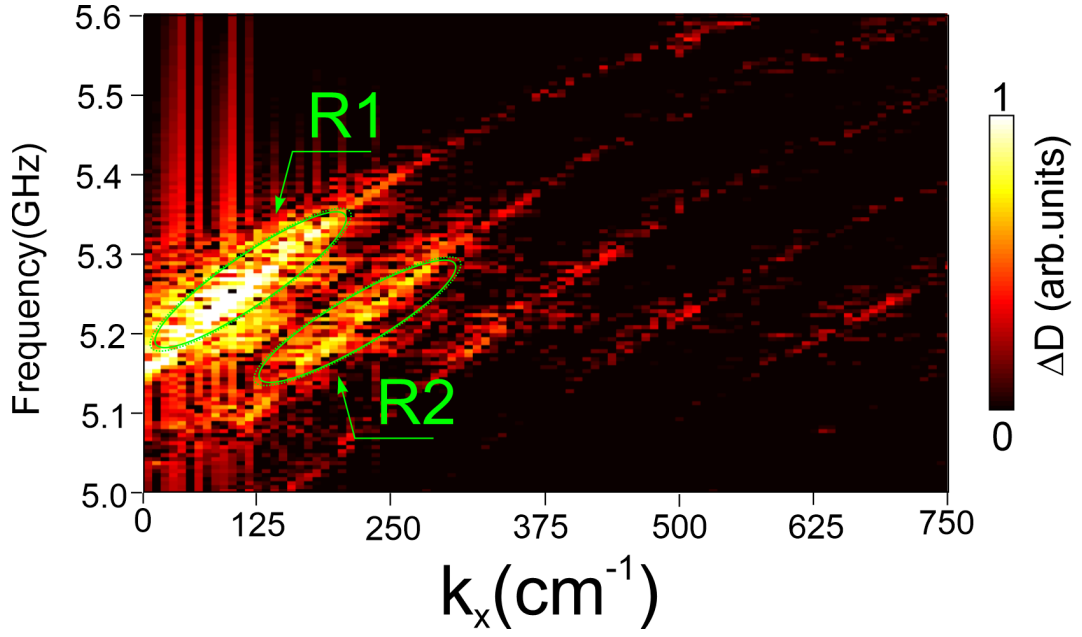


Рисунок 3.3 — Карта частотной зависимости от волнового числа параметра  $\Delta D$

направлениях оси  $x$  в волноводе  $S_2$ , на рисунке 3.3 построена карта величины

$$\Delta D = D(k_x, f)|_{k_x < 0} - D(k_x, f)|_{k_x > 0} \quad (3.1)$$

Примечательно, что параметр  $\Delta D$  для микроволновода  $S_1$ , в котором волны не распространяются в отрицательном направлении оси  $x$ , отрицателен и удовлетворяет условию  $\Delta D(k_x, f) \approx -\Delta D(k_x, f)|_{k_x > 0}$ . Области  $R1$  и  $R2$  с наибольшей разницей интенсивностей распространяющихся спиновых волн с продольными волновыми числами  $k_x < 0$  и  $k_x > 0$  отмечены на рисунке 3.3. Области  $R1$  и  $R2$  соответствуют первой ( $n = 1$ ) и второй ( $n = 2$ ) модам поперечных спиновых волн, соответственно. Таким образом, в предложенной структуре возможна селекция мод при возбуждении отдельного ЖИГ волновода импульсным или непрерывным сигналом.

На следующем этапе для демонстрации возможности разветвления сигнала поверхностной магнитостатической волны на каналы  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$  были рассчитаны спектральные плотности мощности выходного сигнала на краях микроволноводов  $S_1$  и  $S_2$ . Для этого на вход  $P_0$  микроволновода  $S_1$  вдоль направления  $z$  подавалось переменное магнитное поле  $h(t) = h_0(\text{sinc}(2\pi f_0 t))$  с амплитудой  $h_0 = 0,1$  мТл и частотой  $f_0 = 6$  ГГц. После возбуждения спиновых волн, компонента динамической намагниченности  $m_z(x, y, t)$ , направленная по нормали к поверхности структуры, записывалась с шагом по времени  $\Delta t = 75$

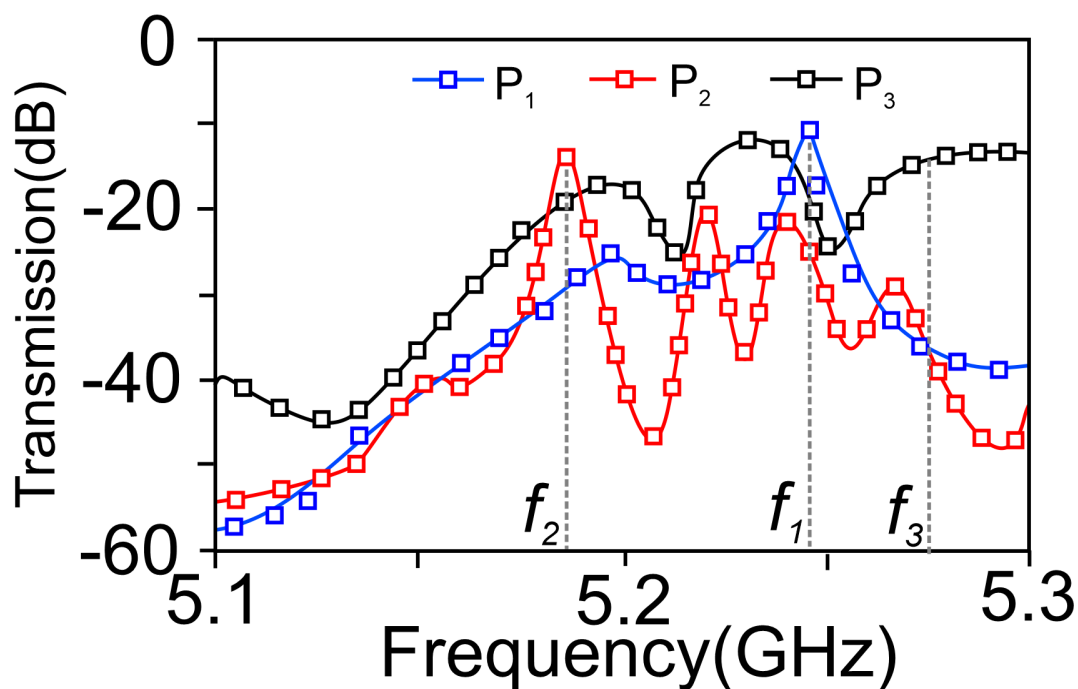


Рисунок 3.4 — Частотный коэффициент передачи спиновых волн на выходах (синяя линия)  $P_1$ , (красная линия)  $P_2$  и (черная линия)  $P_3$  исследуемой структуры

фс во временном интервале 300 нс в области выходов каждого из каналов  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$ . После этого частотная зависимость интенсивности сигнала спиновой волны была получена путем преобразования Фурье полученных численных данных. Эта зависимость показана на рисунке 3.4 для случая возбуждения поверхностных магнитостатических волн в микроволноводе  $S_1$ . Примечательно, что мощность спиновых волн на выходах структуры перераспределяется в частотных диапазонах вблизи характерных частот входного сигнала  $f_1 = 5.24$  ГГц,  $f_2 = 5.24$  ГГц и  $f_3 = 5.24$  ГГц, отмеченных на рисунке 3.4 вертикальными штриховыми линиями. Анализ частотных коэффициентов передачи мощности показывает, что спиновые волны могут распространяться в микроволноводе  $S_2$  как в положительном, так и в отрицательном направлениях оси  $x$ , что не наблюдается в известной конфигурации планарных волноводов [55; 82; 90]. На рисунке 3.5 представлены результаты микромагнитного моделирования распространения спиновых волн в виде пространственных карт динамической компоненты намагниченности  $m_z$  в статическом режиме для частот возбуждаемого сигнала  $f_1 = 5.24$  ГГц (а),  $f_1 = 5.18$  ГГц (б) и  $f_1 = 5.27$  ГГц (в), соответственно. Видно, что результаты на рисунке 3.5 хорошо согласуются с результатами, представленными на рисунке 3.4, а именно максимальная проходимая мощность соот-



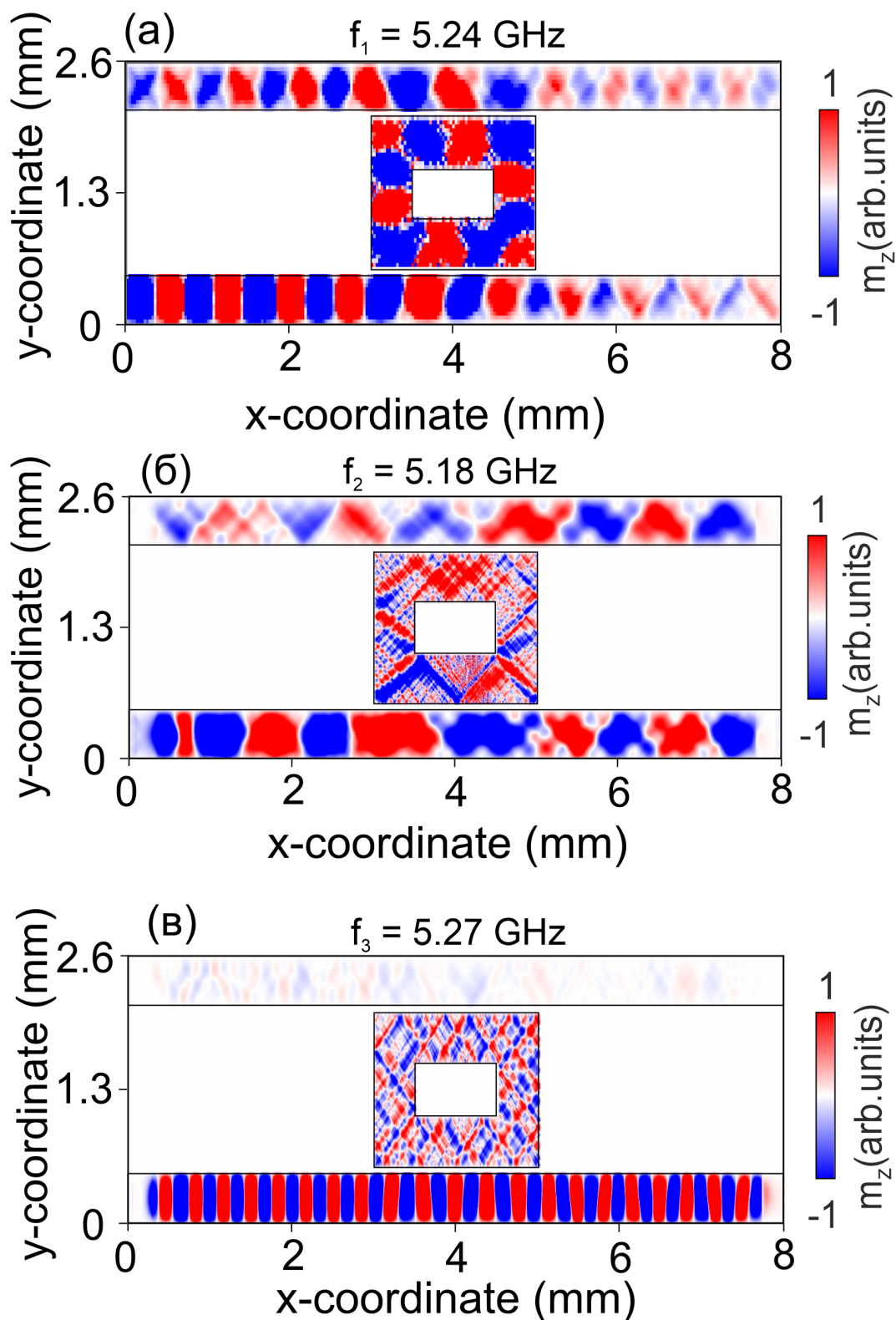


Рисунок 3.5 — Карты динамической намагниченности  $m_z$  на частотах  $f_1 = 5.24$  ГГц (а),  $f_1 = 5.18$  ГГц (б) и  $f_1 = 5.27$  ГГц (в)



ветствует частоте  $f_2$  в спектре пропускания спиновых волн, что проявляется на карте высокой интенсивностью спинового сигнала вблизи выхода  $P_2$  (см. рисунок 3.5(б)). Это свойство справедливо и для двух других частот, для которых построены карты намагниченности. Таким образом, в исследуемой структуре выявлены три режима перераспределения мощности дипольной спиновой волны, а именно режим когда волна распространяется в одном волноводе (выход  $P_3$ ), в этом случае волноводы и кольцевой резонатор не связаны. Режим когда мощность перераспределяется во все выходные порты ( $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$ ) микроволноводов, когда в резонаторе образуется режим стоячей волны, ввиду совпадения длины волны распространяющейся в плече резонатора с самой длинной плеча. И третий режим, когда мощность перераспределяется в противоположащий микроволновод (выход  $P_1$ ), причем направление распространения волны противоположно направлению волны входного волновода, что связано с созданием режима бегущей волны в резонаторе.

На рисунке 3.6 представлены пространственно-частотные карты интенсивности спиновых волн в области выходов  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$ , соответственно. Видно, что максимальные интенсивности в этих областях достигаются на частотах  $f_1$ ,  $f_2$  и  $f_3$ , соответственно. Поскольку в структуре происходит пространственно-частотная селекция с изменением направления передачи спин-волнового сигнала, а длина связи спиновых волн увеличивается с увеличением частоты спиновых волн [82], интенсивность сигнала спиновой волны перераспределяется вблизи одного из трех выходов. Это позволяет использовать систему как направленный ответвитель в качестве демультимплексора с частотным разделением [91]: если на один и тот же вход направленного ответвителя подать сигналы разных частот, то интенсивность сигнала в статическом режиме будет перераспределяться между разными выходами ответвителя.

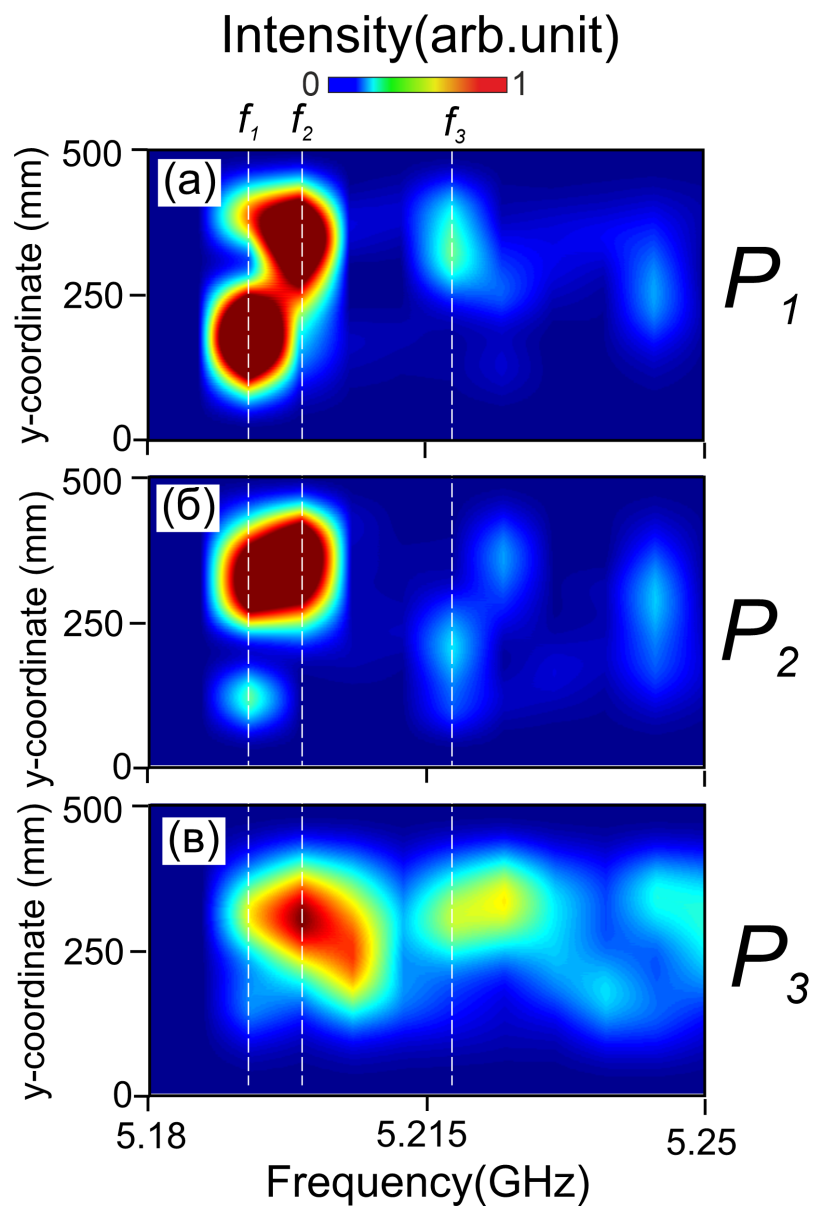


Рисунок 3.6 — Карты интенсивности спиновых волн на выходах (а)  $P_1$ , (б)  $P_2$  и (в)  $P_3$ .

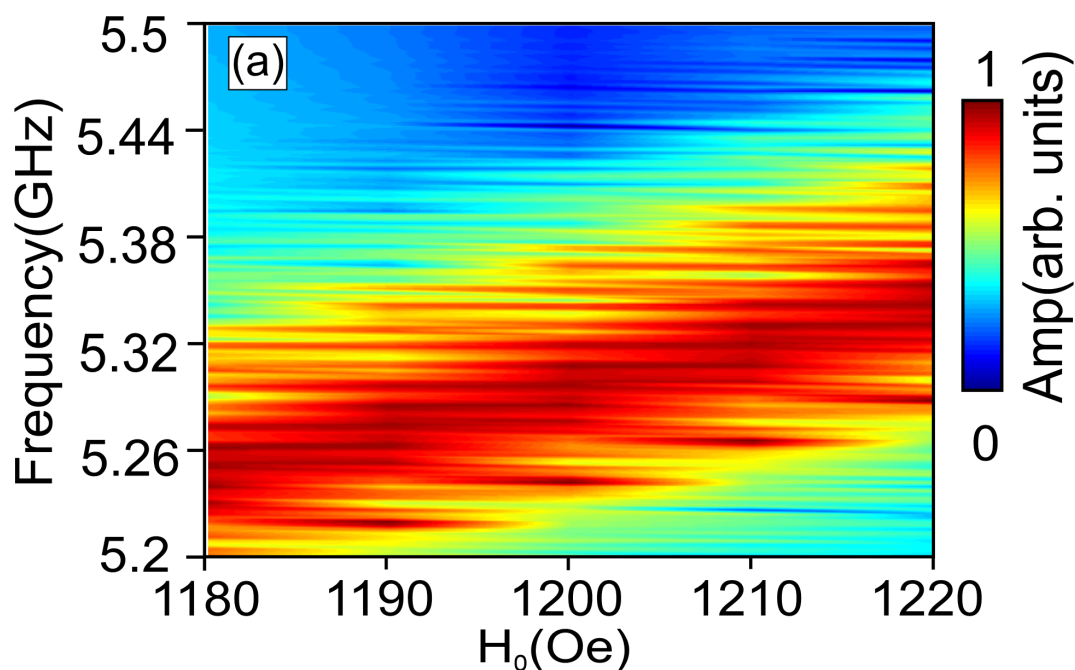


Рисунок 3.7 — Частотная зависимость амплитуды поверхностных магнитостатических волн на выходе P2 от изменения внешнего магнитно поля  $H_0$ .

### 3.2 Управление режимами распространения энергообмена спиновых волн в системе микроволноводов с кольцевым резонатором

Одним из наиболее существенных достоинств устройств и элементов, основанных на эффектах спин-волнового транспорта, является возможность управления этим транспортом путем изменения распределения магнитного поля или ориентации равновесной намагниченности внутри структуры [30; 83; 92; 93], что позволяет управлять функционалом такой системы с сохранением частоты сигнала. Для демонстрации этой особенности на рисунке 3.7 представлена карта частотной зависимости амплитуды поверхностных магнитостатических волн от величины внешнего магнитного поля. Видно, что изменение приложенного внешнего магнитного поля приводит к перестройке спектра прохождения поверхностных магнитостатических волн в диапазоне частот от 5.2 до 5.45 ГГц, что приводит к одновременному перераспределению энергии спиновых волн между выходами [94]. Причина в том, что эффективность связи между спиновыми волнами, распространяющимися в планарных связанных микроволно-

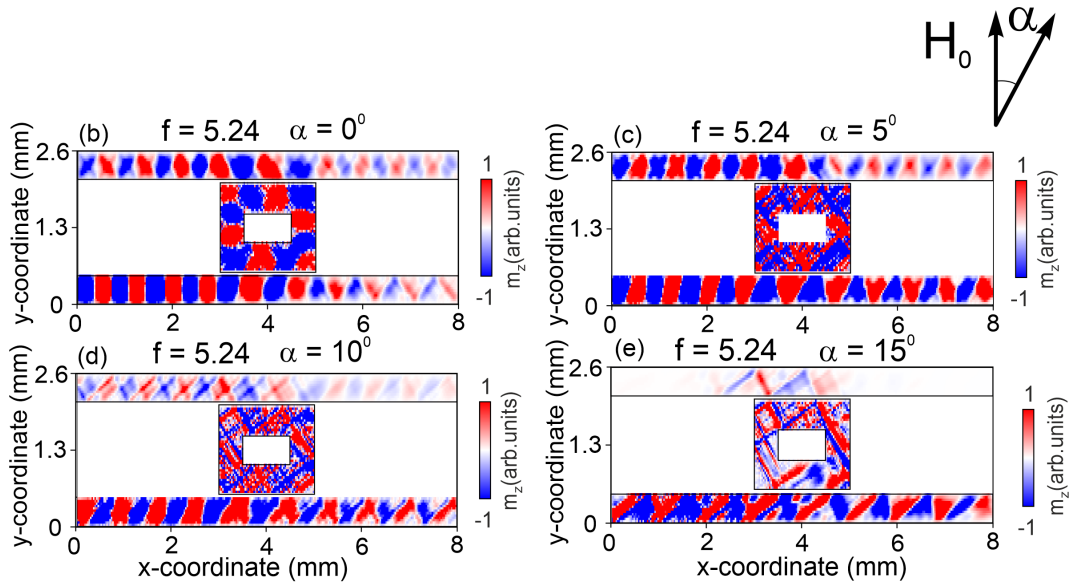


Рисунок 3.8 — Карты динамической намагниченности  $m_z$ , измеренной на частоте  $f_1 = 5.24$  ГГц, для различных направлений угла  $\alpha$  внешнего магнитного поля  $H_0$  относительно оси  $y$ .

водах сильно зависит от длины волны, которая в свою очередь определяется приложенным полем при постоянной частоте возбуждения.

Возбуждение различных мод кольцевого магнотонного микрорезонатора в первую очередь определяет направление распространения спин-волнового сигнала в микроволноводе  $S_2$ . В этом случае, поскольку изменяется тип волны в резонаторе (с поверхностной магнитостатической волны на обратную объемную магнитостатическую волну из-за изменения направления распространения волны внутри резонатора на  $90^\circ$ ), эффективность управления направлением групповой скорости в волноводе  $S_2$  будет сильно зависеть от направления равновесной намагниченности в кольцевом резонаторе. По этой причине режимами распространения поверхностных магнитостатических волн можно управлять, изменяя направление внешнего магнитного поля  $H_0$ . Карты динамической намагниченности, рассчитанные для различных направлений внешнего магнитного поля  $H_0$ , представлены на рисунке 3.8. Видно, что трансформация волнового фронта поверхностной магнитостатической волны начинается при изменении направления поля на  $5^\circ$  и мощность спиновой волны перераспределяется одинаково между всеми каналами (см. рисунок 3.8(б)). При дальнейшем изменении направления магнитного поля ещё на  $5^\circ$  мощность делится между выходами и (см. рисунок 3.8(в)). Распространение сигнала спиновой волны только в канале  $P_3$  наблюдается при отклонении направления внешнего магнитного поля на  $15^\circ$

от начального направления (см. рисунок 3.8(г)). Эти результаты демонстрируют возможность эффективного управления распространением поверхностных магнитостатических волн в магнитной структуре состоящей из двух микроволноводов, расположенных на одной подложке, с кольцевым резонатором между ними. Численное моделирование показывает возможность создания планарной структуры с управляемым (реконфигурируемым) спин-волновым переносом. Электрический ток, подаваемый на тонкий металлический проводник, может использоваться для изменения локального магнитного поля, которое может переключать режимы работы выходного направленного ответвителя [92].

### 3.3 Выводы по третьей главе

На основе численного моделирования выявлены три режима перераспределения мощности дипольной спиновой волны в системе, содержащей два магнитных микроволновода, связанных через магнитный кольцевой резонатор, а именно режим, когда волна распространяется в одном волноводе, режим, когда мощность перераспределяется во все выходные порты микроволноводов и режим, когда мощность перераспределяется в противолежащий микроволновод, причем направление распространения волны противоположно направлению волны входного волновода.

С помощью микромагнитного моделирования получены спектры прохождения и карты динамической намагниченности спиновых волн в структуре из двух связанных микроволноводов через кольцевой резонатор. Анализ полученных результатов показал, что такая система может использоваться для создания устройств демультимплексирования сигналов спиновых волн, распространяющихся в планарных магнетонных схемах с интегральной топологией. Кроме того, кольцевой резонатор может быть использован в качестве реконфигурируемого спин-волнового делителя мощности, частотного фильтра, элемента межсоединений функциональных узлов магнетонных схем для спиновой электроники.

Продемонстрировано два способа управления режимами энергообмена спиновых волн в структуре из двух микроволноводов связанных через кольцевой микрорезонатор: во-первых, путем изменения величины внешнего маг-

нитного поля и, во-вторых, путем изменения направления равновесной намагниченности внутри структуры.

## Глава 4. Эффекты пространственной селекции магнитостатических волн в ферромагнитной структуре с двумерным массивом канавок

Магнитный микроволновод является строительным блоком любой сложной интегральной магнонной сети [35], действующей как линия передачи между устройствами обработки сигналов [33; 40; 54; 92; 95]. Для изготовления магнонных сетей [4; 81] устройства обработки сигналов должны быть собраны вместе для создания интегральных схем. Наиболее перспективными кандидатами на эффективную связь спиновых волн между функциональными единицами магнонной сети являются пространственно-неоднородные магнитные структуры [31].

Управление дисперсионными характеристиками спиновой волны может быть достигнуто, например, за счет периодического структурирования тонких магнитных пленок. Периодическое изменение параметров магнитных материалов позволяет изготавливать магнонные кристаллы (МК), которые широко используются для вычислений на основе спиновых волн [81]. МК может демонстрировать сложную зонную структуру с сильной дисперсией и анизотропией [96]. Было показано, что в бинарных компонентных двумерных (2D) магнитных решетках две моды спиновых волн могут образовывать спин-волновой канал в направлении, перпендикулярном приложенному полю [96; 97]. Этот эффект имеет место в 2D двухкомпонентных МК с неоднородным распределением профиля внутреннего магнитного поля. Особенности пространственной и частотной фильтрации МС имеют очевидные преимущества в магнонных приложениях [94; 98].

Магнитные материалы могут быть разработаны для создания анизотропии и дисперсии, которые открывают возможность недифракционного распространения спиновых волн или самоколлимации [99].

Наиболее часто используемыми в оптике низкодифракционными структурами являются двумерные фотонные кристаллы (ФК) и волноводные матричные структуры с профилем показателя преломления, изменяющимся в направлении, перпендикулярном распространению волны [99–102]. Бездифракционное распространение в этих структурах возможно из-за плоского контура постоянной частоты внутри изочастотной диаграммы, полученной из дисперси-

онного соотношения. Теоретическое и численное предсказание автоколлимации спиновых волн дано в работах [103] и [104], где продемонстрировано каналирование спиновых волн во внеплоскостном намагниченном двумерном МК. При распространении спин-волнового сигнала в искусственно созданной магнитной среде, имеющего одинаковую частоту, соответствующую плоской изочастотной кривой, компоненты волнового числа СВ распространяются с почти одинаково направленными групповыми скоростями. Отсюда следует, что пучок спиновых волн почти не распространяется в поперечном сечении. Для типичного планарно-магнетонного применения постоянное магнитное поле прикладывается в плоскости пленки [4; 81]. Это связано с возможностью работы функциональных магнитных устройств при значениях магнитного поля ниже насыщения намагниченности ферромагнитного материала [43]. Управление дисперсией плоскостного намагниченного двумерного МК не может обеспечить истинного состояния плоской изочастотной кривой в широком диапазоне волновых чисел, поскольку оно преобладает в случае внеплоскостной намагниченности, сопровождающейся изотропной дисперсией.

В данной главе предложена ферромагнитная структура с двумерным массивом канавок, которая поддерживает коллимацию в диапазоне частот запрещенной зоны магнетонного кристалла. С помощью метода МБС будут получены пространственные карты распределения динамической намагниченности, доказывающие многоканальное коллимированное распространение спиновых волн в ферромагнитной структуре с двумерным массивом канавок. С помощью экспериментального исследования и микромагнитного моделирования будет показано управление расстоянием распространения спиновой волны в каждом канале, которое может быть достигнуто путем изменения ориентации внешнего магнитного поля в плоскости.

#### 4.1 Описание структуры и результаты экспериментального исследования

Схематичное изображение ферромагнитной структуры с двумерным массивом канавок показано на рисунке 4.1. ММК был изготовлен из монокри-



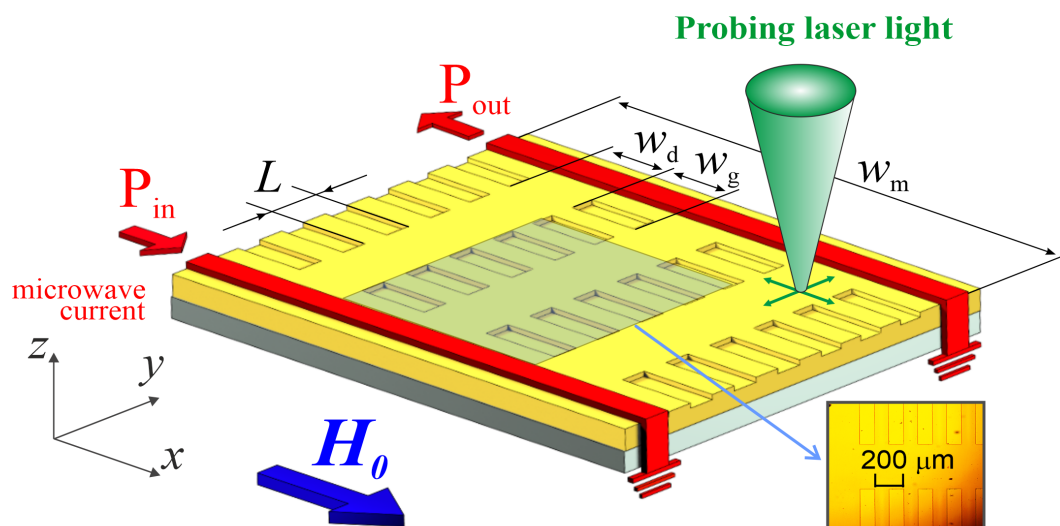


Рисунок 4.1 — (а) Схематичное изображение ферромагнитной структуры с двумерным массивом канавок. Вставка: фотография Фрагмент исследуемой структуры

сталлической ферромагнитной пленки ЖИГ с намагниченностью насыщения  $M_0 = 139$  Гс. Магнитный волновод шириной  $w_m = 3.5$  мм был изготовлен методом лазерного скрайбирования [32; 94; 105]. Массив канавок с периодичностью  $L = 200$  мкм изготовлен на поверхности ЖИГ методом точного ионно-лучевого травления. Ширина каждой канавки  $w_g = 500$  мкм, глубина канавки составляет 1 мкм, длина равна  $l_g = L/2 = 100$  мкм. Расстояние между канавками вдоль оси  $x$   $w_d = 500$  мкм. Такая структура образует три канала, разделенных одномерными МК на поверхности пленки ЖИГ. Экспериментальный образец имеет длину 30 периодов в направлении оси  $y$ . Всего четыре периода по оси  $x$  позволяют рассматривать эту структуру как массив магنونных кристаллов (ММК) с линейными волноводными каналами, а не как двумерный квадратно-решеточный МК. В качестве референсного образца был изготовлен обычный МК, аналогичный структуре с массивом МК, но со значением  $w_d = 0$ . В этом случае ширина канавки равна ширине пленки ЖИГ  $w_g = w_m$ .

Для возбуждения спиновых волн в экспериментальных исследованиях ММК использовалась согласованная микрополосковая линия задержки с СВЧ-преобразователями шириной 30 мкм и длиной 4 мм. Входной и выходной преобразователи крепятся к пленке ЖИГ (см. рисунок 4.1) на расстоянии 8 мм друг от друга. Однородное статическое магнитное поле  $H_0 = 1185$  Э прикладывалось в плоскости волновода вдоль оси  $x$  для эффективного возбуждения ПМСВ [62; 89]. Коэффициент передачи и дисперсия СВ в системе экспериментально изме-

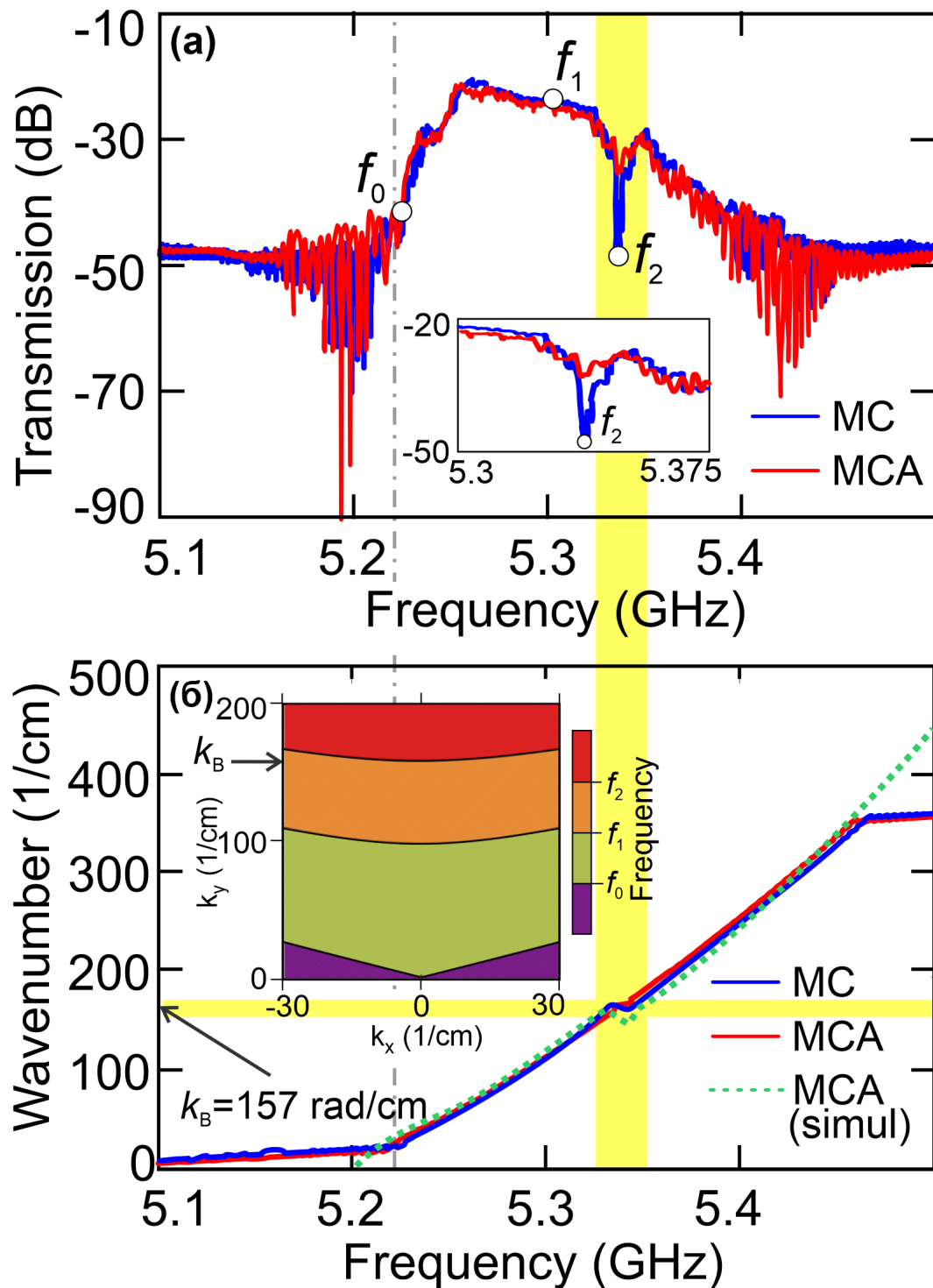


Рисунок 4.2 — (а) Передаточные характеристики от частоты, измеренные радиофизическим методом для МК (синяя кривая) и ММК (красная кривая).

Вставка: подробная частотная область запрещённой зоны; (б) Экспериментально измеренная дисперсия для МК (синяя линия) и ММК (красная линия). Подсчитанная дисперсия для ММК (зеленая пунктирная линия). Вставка: изочастотные кривые для спиновых волн. Желтая область является ориентиром, показывающим область частот и волновых чисел запрещённой зоны МК

рялись с помощью радиофизического эксперимента. Сначала было выполнено измерение коэффициента передачи для одиночного МК. Сплошная синяя линия на рисунке 4.2 показывает измеренную интенсивность ПМСВ для МК. Частота ферромагнитного резонанса  $f_0 = 5.222$  ГГц показана серой вертикальной штрих-пунктирной линией. Хорошо выраженная запрещённая зона, в которой спиновые волны не могут распространяться, отчетливо наблюдается на частоте  $f_2 = 5.333$  ГГц. Ширина первой запрещенной зоны по частоте составляет  $\delta f_B = 0.05$  ГГц на уровне мощности 35 дБ. По экспериментально измеренному фазовому сдвигу ПМСВ была восстановлена дисперсионная характеристика МК (см. синюю кривую на рисунке 4.2(б)). Частота  $f_2 = 5.333$  ГГц соответствует волновому числу запрещённой зоны Брэгга  $k_y = k_B = \pi/L = 157\text{см}^{-1}$ . На вставке к рисунку 4.2(б) построены изочастотные контуры для намагниченной в плоскости пленки ЖИГ для трех значений частоты  $f_0$ ,  $f_1$  и  $f_2$ .

Микроволновое измерение изготовленного ММК показывает, что первая запрещенная полоса частот четко различима на передаточной характеристике (см. красную кривую на рисунке 4.2(а)). Результаты измерения дисперсии (см. красную кривую на 4.2(б)) показывают, что эта частота соответствует брэгговскому волновому числу  $k_B$ , как и в случае измерения одиночного МК. Однако, изготовление волноводных каналов на поверхности пленки ЖИГ приводит к увеличению пропускания спиновой волны в ММК на 18 дБ на центральной частоте запрещенной зоны  $f_2$  (красная кривая) относительно МК (синяя кривая, см. вставку на рисунке 4.2(а)). Это можно объяснить с помощью простого формализма связанных волн, который обычно реализуется для анализа дисперсии обычных МК [14; 18]. Эффективность связи прямой и обратной волн уменьшается с увеличением расстояния  $w_d$  между соседними МК внутри МКА, что приводит к уменьшению коэффициента отражения ПМСВ, распространяющихся вдоль оси  $y$ .

Для демонстрации распределения динамической намагниченности в ММК проведено экспериментальное исследование с помощью БЛС(см. раздел 1.3). На рисунке 4.3 представлен результат экспериментального измерения распределения интенсивности спин-волнового сигнала на участке  $4 \times 3.5$  мм<sup>2</sup> образца, на котором изготовлена периодическая структура. На частоте  $f_1 = 5.3$  ГГц пространственный профиль карты интенсивности соответствует типичному результату биения ширинных мод [19; 89; 93] для ЖИГ-волновода шириной  $w_m = 3.5$  мм

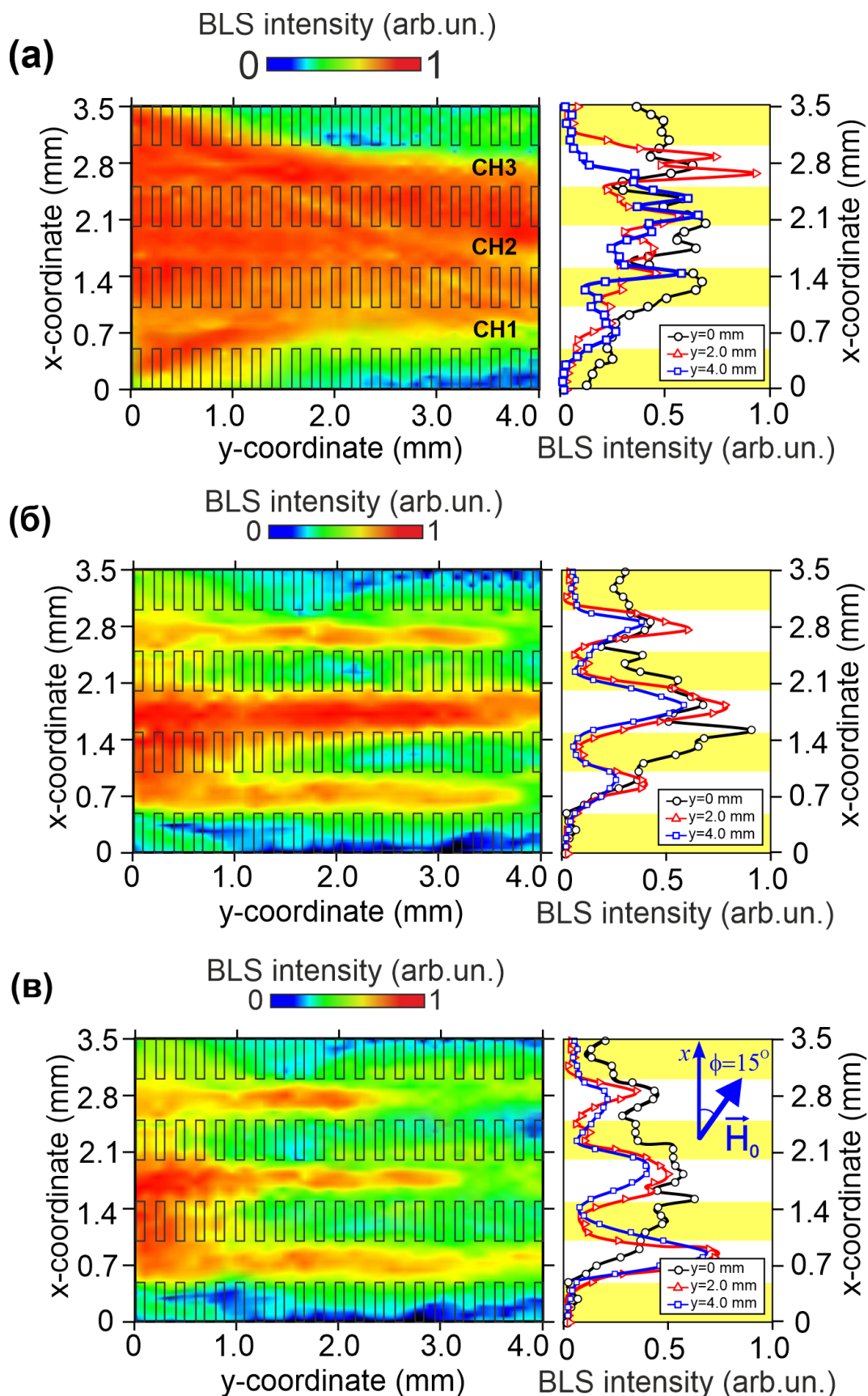


Рисунок 4.3 — Карты интенсивности МБС с цветовой кодировкой (левые панели) и поперечный (вдоль оси  $x$ ) профиль квадрата намагниченности (правые панели) в различных координатах  $y$  при  $\phi = 0^\circ$  для частот:  $f_1 = 5.3$  ГГц (а),  $f_2 = 5.33$  ГГц (б) и на  $\phi = 15^\circ$  для частоты  $f_2$  (в).

(см. рисунок 4.3). Расчетный полупериод биений первой и третьей поперечных мод [106] составляет около 3.5 мм в диапазоне частот  $f_1 < f < f_2$ . Это хорошо согласуется с картой интенсивности МБС сигнала ((см. рисунок 4.3), где поперечный размер пучка спиновых волн [106] уменьшается на  $y = 3$  мм. Массив канавок на поверхности ЖИГ практически не влияет на распределение квадрата намагниченности в структуре на данной частоте. Распределение интенсивности спиновых волн меняется по мере того, как частота достигает запрещенной зоны. На частоте  $f_2$  пространственная карта намагниченности, показанная на рисунке 4.3(б), демонстрирует локализацию спиновой волны в волноводных каналах. Отчетливо видно локализацию спиновой волны в направлении распространения волны вдоль оси  $x$  в каждом волноводном канале шириной  $w_d$ . В центральном канале, обозначенном 2 на рисунке 4.3, пучок спиновых волн распространяется на расстояние 3 мм и практически не расходится вне канала, а в двух соседних каналах (вдоль  $x \approx 0.7$  мм (СН1) и  $x \approx 2.8$  мм (СН3) локализация спиновой волны позволяет пучку распространяться на расстояние около 2 мм. Эффект локализации позволяет волне распространяться в среде вдоль одного конкретного измерения без значительной дисперсии в любых оставшихся ортогональных измерениях. Чтобы доказать эффект локализации спиновой волны, были построены поперечные распределения квадратов намагниченности на разных расстояниях от входного преобразователя (см. правые части на рисунке 4.3). Два основных фактора определяют затухание спиновых волн, распространяющихся по каналу между МК: затухание спиновой волны в ЖИГ и рассеивание пучка спиновых волн. Последнее коррелирует с глубиной травления канавки и величиной  $L/(L - l_g)$  (см. [103]).

Чтобы показать, что частотно-селективная локализация спиновой волны связана с частотным диапазоном 1-й запрещенной зоны, было выполнено измерение интенсивности спиновой волны с пространственным разрешением вдоль линии  $y = 4,0$  в диапазоне частот от 5.15 ГГц до 5.5 ГГц. Результаты этих измерений представлены на рисунке 4.4. В диапазоне частот  $f_0 < f < f_2 - \delta f_B/2$  интенсивность спиновой волны выделяется в центре структуры ММК примерно в диапазоне  $0.4 < x < 2.6$  мм. Как только значение частоты достигает значения частот запрещенной зоны  $f_2 - \delta f_B/2 < f < f_2 + \delta f_B/2$ , то в трех каналах внутри ММК наблюдаются три пучка спиновых волн. По мере увеличения частоты локализация спиновой волны исчезает и пространственная карта интенсивно-

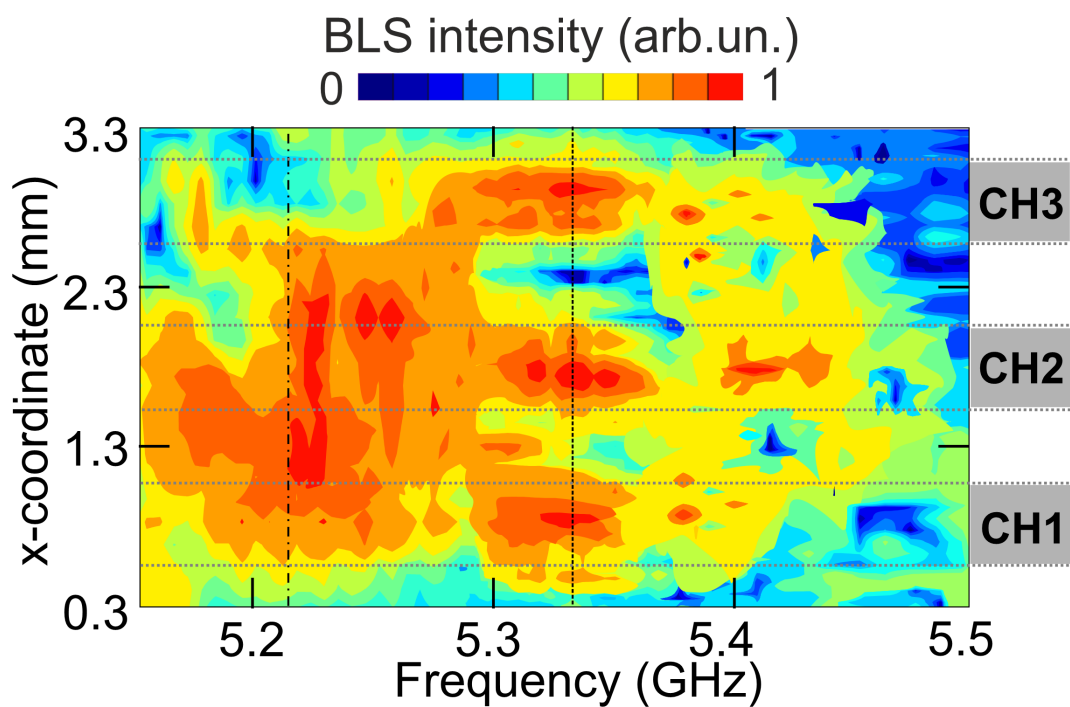


Рисунок 4.4 — Карта интенсивности МБС в сечении  $y = 2.0$  мм в зависимости от частоты. Серые горизонтальные пунктирные линии изображают края соседних волноводов шириной  $w_d$ . Вертикальная пунктирная линия служит ориентиром, показывающим центральную частоту первой запрещённой зоны МК. Частота  $f_0$  изображена вертикальной штрихпунктирной линией.



сти МБС сигнала представляет собой результаты биений поперечной моды и многочисленных отражений спиновой волны. Поскольку локализация спиновой волны в структуре ММК проявляется в диапазоне частот, соответствующем частотам запрещенной зоны, то в ММК могут проявляться пространственно-частотно-селективные режимы для спиновых волн. Следует отметить, что при подаче входного сигнала на микрополосковую антенну, обозначенную как  $P_{out}$  на рисунке 4.1, исчезает эффект спин-волнового каналирования, что обусловлено концентрацией энергии ПМСВ вблизи противоположной поверхности пленки для обратных направлений распространения спиновой волны [62].

## 4.2 Численное и микромагнитное моделирование локализации волн в волноводных каналах

С помощью метода конечных элементов (МКЭ) было выполнено прямое решение системы уравнений Максвелла для трехмерной геометрии МКА [28]. Моделирование проводилось для одного периода МКА. В сечениях  $y = 0$  мм и  $y = 0.2$  мм использовались периодические граничные условия. Численное моделирование проводилось, чтобы найти профили собственных мод и волновые числа для волн, распространяющихся в безграничной структуре ММК. Для расчета пространственного распределения намагниченности на фиксированной частоте мы учитываем только 1-ю ширинную моду. Распределение абсолютного значения компоненты магнитного поля  $H_z$  волны показано на рисунке 4.5. Профиль первой поперечной моды на частоте  $f_1$  изображен на рисунке 4.5(а) (правая панель). Как видно из рисунка 4.5(б), профиль поля 1-й ширинной моды изменяется по мере приближения частоты к  $f_2$ . Когда частота выходит за пределы частотного диапазона запрещенной зоны, локализация спиновой волны исчезает.

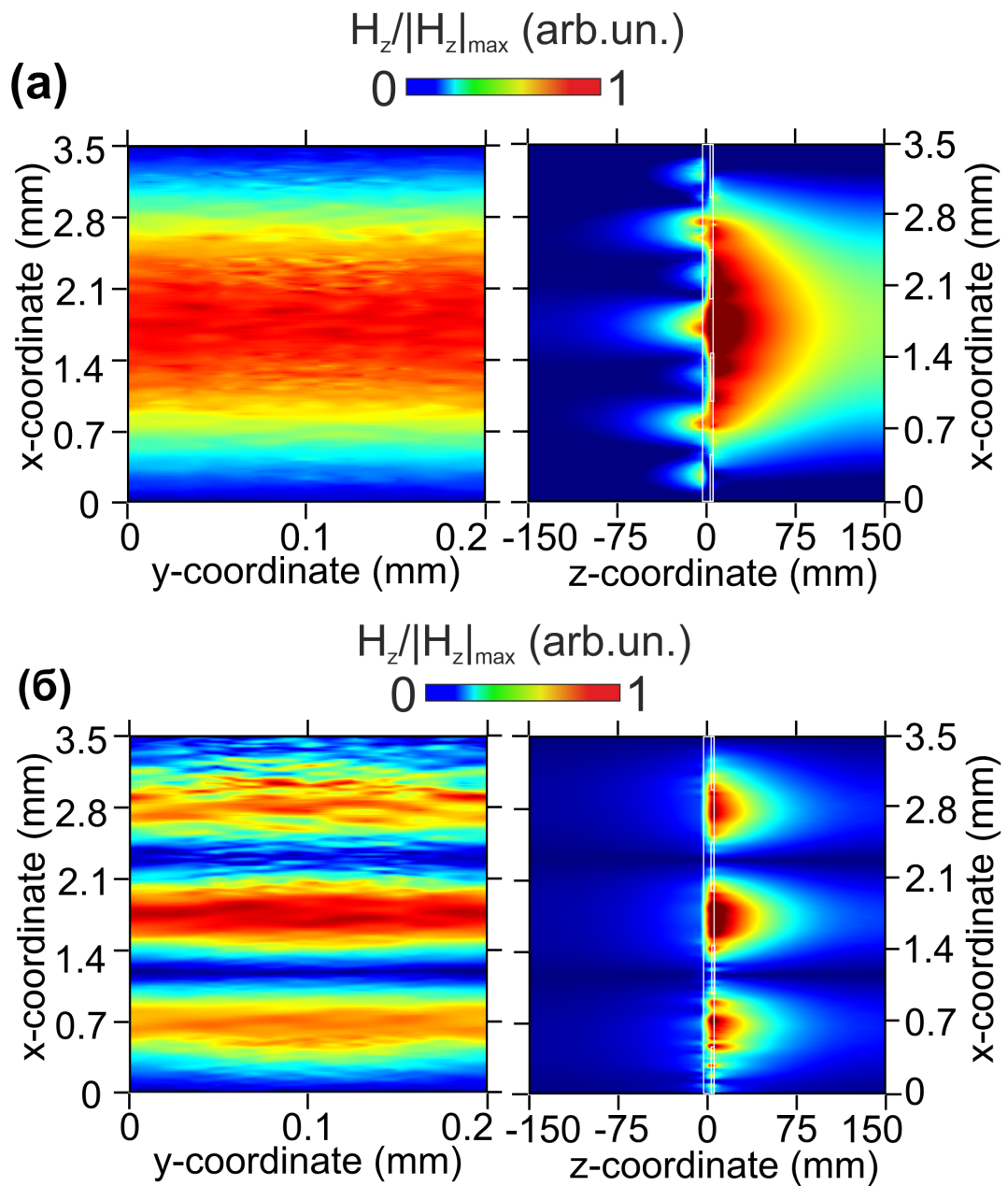


Рисунок 4.5 — Результаты численного моделирования профиля 1-й собственной моды в ММК на частотах  $f_1$  (а) и  $f_2$  (б).



### 4.3 Управление длиной распространения спиновых волн в волноводных каналах

Результаты микромагнитного моделирования на частоте брэгговского резонанса  $f_2$  показывают, что разница передачи мощности спиновых волн в МК и ММК составляет около 18 дБ, что соответствует данным радиофизического эксперимента 4.2(а). Рисунок 4.6 иллюстрирует локализацию спиновой волны на частоте  $f_2$ . Бездифракционное распространение спиновой волны в ММК возможно также благодаря относительно плоскому участку контура постоянной частоты на изо-частотной диаграмме (см. рисунок 4.2(б)) при  $k_y \approx k_B$ .

Варьируя ориентацию приложенного постоянного магнитного поля (угол  $\phi$ ) на фиксированной частоте  $f_2$ , можно управлять длиной распространения спиновых волн в волноводных каналах исследуемой структуры. Расходимость коллимированного луча нечувствительна к малому изменению значения угла  $\phi$ . На рисунке 4.3(в) показано распределение спиновых волн при приложении магнитного поля при значении угла  $\phi = 15^\circ$ . Длина распространения коллимированного пучка спиновых волн в этом случае в канале  $CH1$  значительно больше, чем в  $CH2$  и  $CH3$ . Далее проанализируем угловые зависимости прохождения спиновых волн методом микромагнитного моделирования<sup>32</sup>. На рисунке 4.6 показано подтверждение изменения длины распространения спиновой волны в каналах при  $\phi = 15^\circ$ . Такое поведение согласуется с работой [102], в которой изучался эффект коллимации для двумерного кремниевого фотонного кристалла в инфракрасном диапазоне при больших углах падения в широком диапазоне длин волн.

Чтобы продемонстрировать перераспределение мощности спиновых волн в волноводных каналах при различных значениях  $\phi$ , были вычислены интегральные значения интенсивности спиновых волн в  $n$ -м канале ( $Cn$ ) как  $T_n = \int_{x \in C_n} I(x) dx$ . Влияние 1-й шириновой моды, возбуждаемой микрополоской, по-видимому, приводит к неравномерному распределению мощности в каждом канале. Таким образом, передача спиновых волн во 2-м канале в четыре раза больше, чем в 1-м и 3-м каналах при  $\phi = 0^\circ$ . Изменение магнитного поля позволяет управлять распространением спиновых волн по волноводным каналам. Эти результаты подтверждаются экспериментальными данными, отмеченными

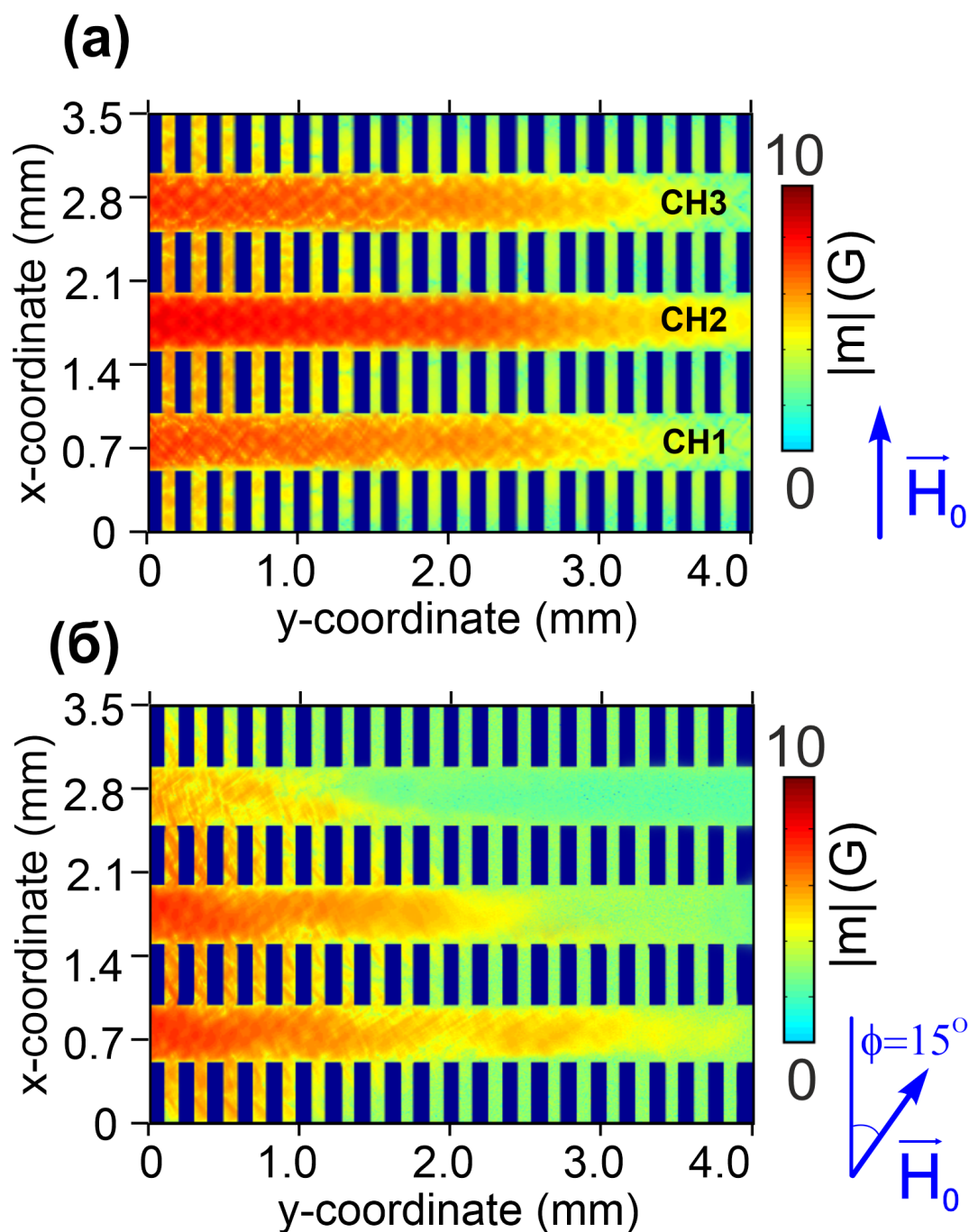


Рисунок 4.6 — Распределения квадратов динамической намагниченности в логарифмическом масштабе, для различных углов ориентации магнитного поля:  $\phi = 0^\circ$  (а) и  $\phi = 15^\circ$  (б). Темные прямоугольники обозначают область травления на поверхности пленки ЖИГ.

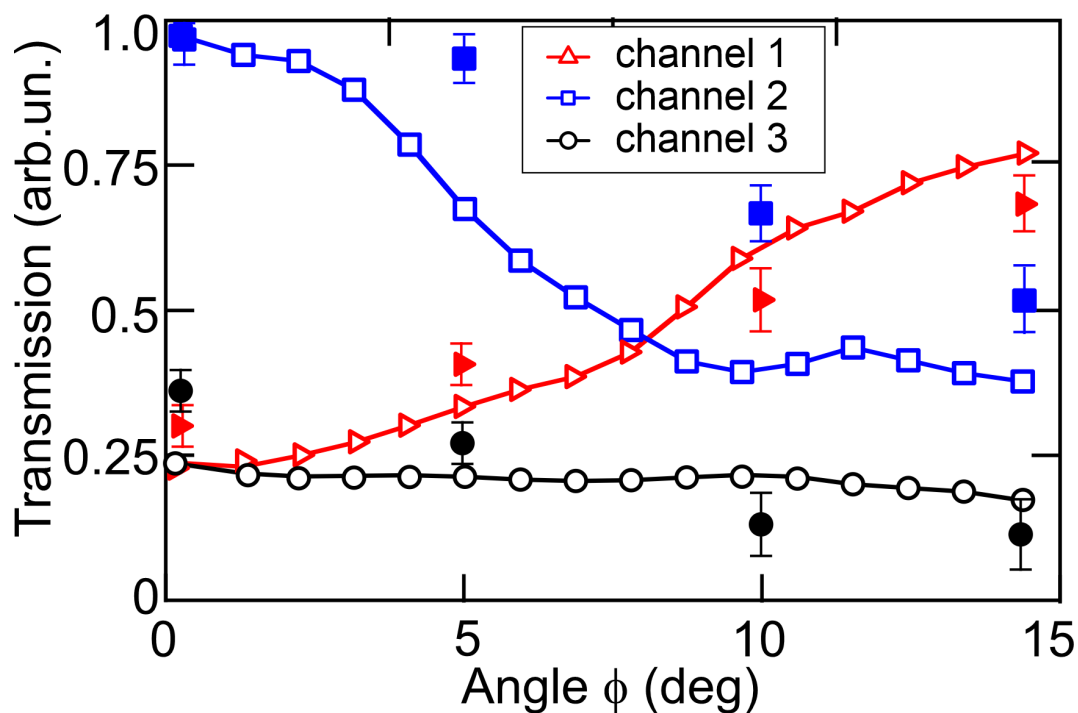


Рисунок 4.7 — Зависимости коэффициента прохождения спиновых волн от угла отклонения ориентации магнитного поля. Открытые символы обозначают результаты моделирования, а закрашенные символы соответствуют экспериментальным данным.

на рисунке 4.7 черными маркерами для углов  $0^0$ ,  $5^0$ ,  $10^0$  и  $15^0$ . Было выполнено несколько отдельных сканирований исследуемой области, а затем усреднено. Таким образом, ММК предлагает альтернативу существующим пространственно-частотно-селективным магنونным устройствам, таким как связанные магнитные волноводы [53] или Т-образный магنونный волновод [54].

#### 4.4 Выводы по четвертой главе

Таким образом по результатам четвертой главы можно сформировать следующие выводы:

Показано, что при выполнении условия брэгговского отражения образуются запрещённые зоны и формируются локализованные вне области канавок пучки спиновых волн.

С помощью метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии проведено исследование процессов распространения дипольных спиновых волн в фер-

ромагнитной пленке с двумерным периодическим массивом канавок на поверхности пленки конечных размеров. Показано эффективное селективное подавление мод и образование пучков спиновых волн локализованных вне области канавок на поверхности пленки.

С помощью численных и экспериментальных исследований продемонстрировано управление спектром прохождения спиновых волн в ферромагнитной пленке с двумерным периодическим массивом канавок на поверхности пленки. Показано управление ответвлением спиновых волн путем изменения направления внешнего магнитного поля.

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Выявлено влияние геометрических параметров структуры из двух магнитных микроволноводов, расположенных на одной подложке параллельно на длину связи дипольных спиновых волн. На основе метода конечных элементов показано изменение длины связи дипольных спиновых волн в двух магнитных микроволноводах при изменении ширины волноводов и зазора между ними.
2. С помощью микромагнитных вычислений во временной области были получены карты динамической намагниченности и интенсивности дипольных спиновых волн. Показано, что распространение дипольных спиновых волн имеет многомодовый характер.
3. Проведено экспериментальное исследование методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии нелинейных режимов распространения спиновых волн в системе. Полученные результаты показывают увеличение длины связи в нелинейном случае по сравнению с линейным, однако при достижении определённого уровня мощности длина связи становится постоянной.
4. Проведено аналитическое исследование на базе предложенной модели на основе связанных уравнений Гинзбурга - Ландау. Показано что влияние нелинейности проявляется в изменении фазы симметричной и антисимметричной мод при увеличении амплитуды спиновой волны. Показано качественное и количественное соответствие между численными и экспериментальными результатами.
5. На основе численного моделирования выявлены три режима перераспределения мощности дипольной спиновой волны в системе содержащей два магнитных микроволновода связанных через магнитный кольцевой резонатор, а именно режим когда волна распространяется в одном волноводе, режим когда мощность перераспределяется во все выходные порты микроволноводов и режим когда мощность перераспределяется в противоположащий микроволновод, причем направление распро-

- странения волны противоположно направлению волны входного волновода.
6. С помощью микромагнитного моделирования получены спектры прохождения и карты динамической намагниченности спиновых волн в структуре из двух связанных микроволноводов через кольцевой резонатор. Анализ полученных результатов показал, что такая система может использоваться для создания устройств демультимплексирования сигналов спиновых волн, распространяющихся в планарных магнетонных схемах с интегральной топологией. Кроме того, кольцевой резонатор может быть использован в качестве реконфигурируемого спин-волнового делителя мощности, частотного фильтра, элемента межсоединений функциональных узлов магнетонных схем для спиновой электроники.
  7. Продемонстрировано два способа управления режимами энергообмена спиновых волн в структуре из двух микроволноводов связанных через кольцевой микрорезонатор: во-первых, путем изменения величины внешнего магнитного поля и, во-вторых, путем изменения направления равновесной намагниченности внутри структуры.
  8. Показано, что при выполнении условия брэгговского отражения образуются запрещённые зоны и формируются локализованные вне области канавок пучки спиновых волн.
  9. С помощью метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии проведено исследование процессов распространения дипольных спиновых волн в ферромагнитной пленке с двумерным периодическим массивом канавок на поверхности пленки конечных размеров. Показано эффективное селективное подавление мод и образование пучков спиновых волн локализованных вне области канавок на поверхности пленки.
  10. С помощью численных и экспериментальных исследования продемонстрировано управление спектром прохождения спиновых волн в ферромагнитной пленке с двумерным периодическим массивом канавок на поверхности пленки. Показано управление ответвлением спиновых волн путем изменения направления внешнего магнитного поля.

## Публикации автора по теме диссертации

1. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes / A. V. Sadovnikov, **S. A. Odintsov**, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // Physical Review B. — 2017. — Oct. — Vol. 96, no. 14. — DOI: [10.1103/physrevb.96.144428](https://doi.org/10.1103/physrevb.96.144428). — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.96.144428>.
2. Frequency selective tunable spin wave channeling in the magnonic network / A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, **S. A. Odincov**, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, A. I. Stognij, S. A. Nikitov // Applied Physics Letters. — 2016. — Apr. — Vol. 108, no. 17. — P. 172411. — DOI: [10.1063/1.4948381](https://doi.org/10.1063/1.4948381). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4948381>.
3. Intensity and magnetization angle reconfigurable lateral spin-wave coupling and transport / **S. A. Odincov**, A. Grachev, S. Nikitov, A. Sadovnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — Apr. — Vol. 500. — P. 166344. — DOI: [10.1016/j.jmmm.2019.166344](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166344). — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166344>.
4. Reconfigurable Lateral Spin-Wave Transport in a Ring Magnonic Microwaveguide / **S. A. Odincov**, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, A. V. Sadovnikov // JETP Letters. — 2019. — Sept. — Vol. 110, no. 6. — P. 430–435. — DOI: [10.1134/s0021364019180061](https://doi.org/10.1134/s0021364019180061). — URL: <https://doi.org/10.1134/s0021364019180061>.
5. Nonlinear Spin Wave Effects in the System of Lateral Magnonic Structures / A. V. Sadovnikov, **S. A. Odintsov**, E. N. Beginin, A. A. Grachev, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // JETP Letters. — 2018. — Jan. — Vol. 107, no. 1. — P. 25–29. — DOI: [10.1134/s0021364018010113](https://doi.org/10.1134/s0021364018010113). — URL: <https://doi.org/10.1134/s0021364018010113>.
6. Spatial–frequency selection of magnetostatic waves in a two-dimensional magnonic crystal lattice / **S. A. Odintsov**, A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // JETP Let-

- ters. — 2016. — Oct. — Vol. 104, no. 8. — P. 563–567. — DOI: [10.1134/s0021364016200121](https://doi.org/10.1134/s0021364016200121). — URL: <https://doi.org/10.1134/s0021364016200121>.
7. **С. А. Одинцов**, *Садовников А. В.* Нелинейные режимы спин-волновой связи в системе неидентичных магнонных структур // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. — 2018. — т. 26, № 6. — с. 59–67.
  8. **С. А. Одинцов**, *Садовников А. В.* Нелинейная динамика спиновых волн в латеральных магнитных микроволноводах // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. — 2017. — т. 25, № 5. — с. 56–68.
  9. Nonlinear Lateral Spin-Wave Transport in Planar Magnonic Networks / A. V. Sadovnikov, **Sergey A. Odintsov**, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // IEEE Magnetics Letters. — 2018. — Vol. 9. — P. 1–5. — DOI: [10.1109/lmag.2018.2874349](https://doi.org/10.1109/lmag.2018.2874349). — URL: <https://doi.org/10.1109/lmag.2018.2874349>.
  10. Spin-Wave Switching in the Side-Coupled Magnonic Stripes / A. V. Sadovnikov, **Sergey A. Odintsov**, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // IEEE Transactions on Magnetics. — 2017. — Nov. — Vol. 53, no. 11. — P. 1–4. — DOI: [10.1109/tmag.2017.2709540](https://doi.org/10.1109/tmag.2017.2709540). — URL: <https://doi.org/10.1109/tmag.2017.2709540>.



## Список литературы

1. *Awschalom D. D., Flatté M. E.* Challenges for semiconductor spintronics // Nature Physics. — 2007. — март. — т. 3, № 3. — с. 153—159. — DOI: [10.1038/nphys551](https://doi.org/10.1038/nphys551). — URL: <https://doi.org/10.1038/nphys551>.
2. *Chappert C., Fert A., Dau F. N. V.* The emergence of spin electronics in data storage // Nature Materials. — 2007. — нояб. — т. 6, № 11. — с. 813—823. — DOI: [10.1038/nmat2024](https://doi.org/10.1038/nmat2024). — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat2024>.
3. *Bader S., Parkin S.* Spintronics // Annual Review of Condensed Matter Physics. — 2010. — авг. — т. 1, № 1. — с. 71—88. — DOI: [10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123](https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123). — URL: <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123>.
4. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics / S. A. Nikitov [et al.] // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2015. — Vol. 185, no. 10. — P. 1099—1128.
5. Dielectric magnonics - from gigahertz to terahertz / S. A. Nikitov [et al.] // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2019. — July. — Vol. 190, no. 10.
6. The 2021 Magnonics Roadmap / A. Barman [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — Aug. — Vol. 33, no. 41. — P. 413001.
7. Toward Direct Laser Writing of Actively Tuneable 3D Photonic Crystals / Y. Hu [и др.] // Advanced Optical Materials. — 2016. — нояб. — т. 5, № 3. — с. 1600458. — DOI: [10.1002/adom.201600458](https://doi.org/10.1002/adom.201600458). — URL: <https://doi.org/10.1002/adom.201600458>.
8. *Agrawal G.* Lightwave Technology: Telecommunication Systems. — John Wiley & Sons, 2005.
9. *Agrawal G.* Applications of Nonlinear Fiber Optics. — Academic Press, 2001.
10. All-fiber zero-insertion-loss add-drop filter for wavelength-division multiplexing / A. S. Kewitsch [и др.] // Optics Letters. — 1998. — янв. — т. 23, № 2. — с. 106. — DOI: [10.1364/ol.23.000106](https://doi.org/10.1364/ol.23.000106). — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.23.000106>.

11. *Orlov S. S., Yariv A., Essen S. V.* Coupled-mode analysis of fiber-optic add-drop filters for dense wavelength-division multiplexing // *Optics Letters*. — 1997. — май. — т. 22, № 10. — с. 688. — DOI: [10.1364/ol.22.000688](https://doi.org/10.1364/ol.22.000688). — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.22.000688>.
12. Band gap formation and control in coupled periodic ferromagnetic structures / M. Morozova [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2016. — Vol. 120, no. 22. — P. 223901.
13. Electric switching in bistable ferrite-piezoelectric microwave resonator / A. B. Ustinov [et al.] // *Technical Physics Letters*. — 2010. — Feb. — Vol. 36, no. 2. — P. 166–169.
14. Magnonic Bandgap Control in Coupled Magnonic Crystals / M. A. Morozova [и др.] // *IEEE Transactions on Magnetics*. — 2014. — нояб. — т. 50, № 11. — с. 1–4. — DOI: [10.1109/tmag.2014.2321611](https://doi.org/10.1109/tmag.2014.2321611). — URL: <https://doi.org/10.1109/tmag.2014.2321611>.
15. *Sakoda K.* Optical Properties of Photonic Crystals. — Springer, 2001.
16. *Hillebrands B.* Spin-wave calculations for multilayered structures // *Physical Review B*. — 1990. — Jan. — Vol. 41, no. 1. — P. 530–540.
17. *Camley R. E., Stamps R. L.* Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 1993. — июнь. — т. 5, № 23. — с. 3727–3786. — DOI: [10.1088/0953-8984/5/23/003](https://doi.org/10.1088/0953-8984/5/23/003). — URL: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/5/23/003>.
18. *Nikitov S., Tailhades P., Tsai C.* Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2001. — Nov. — Vol. 236, no. 3. — P. 320–330.
19. *O’Keeffe T. W., Patterson R. W.* Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // *Journal of Applied Physics*. — 1978. — сент. — т. 49, № 9. — с. 4886–4895. — DOI: [10.1063/1.325522](https://doi.org/10.1063/1.325522). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.325522>.
20. *Гуревич А.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.

21. *Ваишковский А. В., Стальмахов В., Шараевский Ю. П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. — Издательство Саратовского университета, 1993.
22. Magnetostatic wave propagation through periodic metallic gratings / J. Owens [и др.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 1978. — сент. — т. 14, № 5. — с. 820—825. — DOI: [10.1109/tmag.1978.1059970](https://doi.org/10.1109/tmag.1978.1059970). — URL: <https://doi.org/10.1109/tmag.1978.1059970>.
23. *Castera J., Hartemann P.* Adjustable magnetostatic surface-wave multistrip directional coupler // Electronics Letters. — 1980. — т. 16, № 5. — с. 195. — DOI: [10.1049/el:19800140](https://doi.org/10.1049/el:19800140). — URL: <https://doi.org/10.1049/el:19800140>.
24. Spin Hall-induced auto-oscillations in ultrathin YIG grown on Pt / M. Evelt [et al.] // Scientific reports. — 2018. — Vol. 8, no. 1. — P. 1–7.
25. Ultra-low magnetic damping of a metallic ferromagnet / M. A. W. Schoen [и др.] // Nature Physics. — 2016. — май. — т. 12, № 9. — с. 839—842. — DOI: [10.1038/nphys3770](https://doi.org/10.1038/nphys3770). — URL: <https://doi.org/10.1038/nphys3770>.
26. Linear and nonlinear collective modes in magnetic microstructures formed by coupled disks / H. Ulrichs [et al.] // Physical Review B. — 2011. — Vol. 83, no. 18. — P. 184403.
27. Narrow magnonic waveguides based on domain walls / F. Garcia-Sanchez [et al.] // Physical review letters. — 2015. — Vol. 114, no. 24. — P. 247206.
28. The electrodynamic characteristics of a finite-width metal/dielectric/ferroelectric/dielectric/metal layer structure / A. V. Sadovnikov [и др.] // Journal of Communications Technology and Electronics. — 2014. — авг. — т. 59, № 9. — с. 914—919. — DOI: [10.1134/s106422691408018x](https://doi.org/10.1134/s106422691408018x). — URL: <https://doi.org/10.1134/s106422691408018x>.
29. Voltage-Controlled Spin-Wave Coupling in Adjacent Ferromagnetic-Ferroelectric Heterostructures / A. V. Sadovnikov [et al.] // Physical Review Applied. — 2017. — Jan. — Vol. 7, no. 1.
30. Spin Hall controlled magnonic microwaveguides / V. Demidov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 104, no. 15. — P. 152402.

31. Dipolar field-induced spin-wave waveguides for spin-torque magnonics / V. Demidov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 106, no. 2. — P. 022403.
32. Multimode Surface Magnetostatic Wave Propagation in Irregular Planar YIG Waveguide / E. N. Beginin [и др.] // *Solid State Phenomena*. — 2014. — апр. — т. 215. — с. 389–393. — DOI: [10.4028/www.scientific.net/ssp.215.389](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/ssp.215.389). — URL: <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/ssp.215.389>.
33. Towards graded-index magnonics: Steering spin waves in magnonic networks / C. S. Davies [et al.] // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 92, no. 2. — P. 020408.
34. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure / A. V. Sadovnikov [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — Feb. — Vol. 99, no. 5.
35. *Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D.* Magnonics // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2010. — June. — Vol. 43, no. 26. — P. 264001.
36. The building blocks of magnonics / B. Lenk [et al.] // *Physics Reports*. — 2011. — Oct. — Vol. 507, no. 4/5. — P. 107–136.
37. *Khitun A., Bao M., Wang K. L.* Magnonic logic circuits // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2010. — June. — Vol. 43, no. 26. — P. 264005.
38. *Nikonov D. E., Young I. A.* Overview of Beyond-CMOS Devices and a Uniform Methodology for Their Benchmarking // *Proceedings of the IEEE*. — 2013. — дек. — т. 101, № 12. — с. 2498–2533. — DOI: [10.1109/jproc.2013.2252317](https://doi.org/10.1109/jproc.2013.2252317). — URL: <https://doi.org/10.1109/jproc.2013.2252317>.
39. Approaching soft X-ray wavelengths in nanomagnet-based microwave technology / H. Yu [и др.] // *Nature Communications*. — 2016. — апр. — т. 7, № 1. — DOI: [10.1038/ncomms11255](https://doi.org/10.1038/ncomms11255). — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms11255>.
40. Design of a spin-wave majority gate employing mode selection / S. Klingler [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2014. — окт. — т. 105, № 15. — с. 152410. — DOI: [10.1063/1.4898042](https://doi.org/10.1063/1.4898042). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4898042>.

41. *Demokritov S. O.* Spin Wave Confinement: Propagating Waves. — CRC Press, 2017.
42. *Prabhakar A., Stancil D. D.* Spin Waves. — Springer US, 2009. — ISBN 978-0-387-77864-8. — DOI: [10.1007/978-0-387-77865-5](https://doi.org/10.1007/978-0-387-77865-5). — URL: <https://doi.org/10.1007/978-0-387-77865-5>.
43. *Гуревич А., Мелков Г.* Магнитные колебания и волны. — 1994.
44. Realization of a spin-wave multiplexer / К. Vogt [и др.] // Nature Communications. — 2014. — апр. — т. 5, № 1. — DOI: [10.1038/ncomms4727](https://doi.org/10.1038/ncomms4727). — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms4727>.
45. *Louisell W.* Coupled mode and parametric electronics. — New York : John Wiley, Sons, 1960.
46. *Рабинович М. И., Трубецков Д. И.* Введение в теорию колебания и волн. — Ижевск : НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2000.
47. *Pozar D.* Microwave Engineering. — John Wiley & Sons, 2011.
48. *Marcatili E. A. J.* Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics // Bell System Technical Journal. — 1969. — сент. — т. 48, № 7. — с. 2071—2102. — DOI: [10.1002/j.1538-7305.1969.tb01166.x](https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1969.tb01166.x). — URL: <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1969.tb01166.x>.
49. Coupled-mode theory of optical waveguides / Н. Haus [и др.] // Journal of Lightwave Technology. — 1987. — т. 5, № 1. — с. 16—23. — DOI: [10.1109/jlt.1987.1075416](https://doi.org/10.1109/jlt.1987.1075416). — URL: <https://doi.org/10.1109/jlt.1987.1075416>.
50. Discrete solitons in optics / F. Lederer [и др.] // Physics Reports. — 2008. — июль. — т. 463, № 1—3. — с. 1—126. — DOI: [10.1016/j.physrep.2008.04.004](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2008.04.004). — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2008.04.004>.
51. *Beginin E. N., Morozova M. A., Sharaevskii Y. P.* Nonlinear effects of self-action of waves in 2D coupled ferromagnetic structures // Physics of the Solid State. — 2010. — янв. — т. 52, № 1. — с. 79—86. — DOI: [10.1134/s1063783410010130](https://doi.org/10.1134/s1063783410010130). — URL: <https://doi.org/10.1134/s1063783410010130>.
52. Splitting of Spin Waves in Strain Reconfigurable Magnonic Stripe / A. V. Sadovnikov [et al.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2017. — Vol. 53, no. 11. — P. 1—4.

53. Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Nov. — Vol. 107, no. 20. — P. 202405.
54. Magnonic beam splitter: The building block of parallel magnonic circuitry / A. V. Sadovnikov [и др.] // Applied Physics Letters. — 2015. — май. — т. 106, № 19. — с. 192406.
55. Wang X., Zhang H., Wang X. Topological Magnonics: A Paradigm for Spin-Wave Manipulation and Device Design // Physical Review Applied. — 2018. — Feb. — Vol. 9, no. 2.
56. Landau L. D., Lifschitz E. M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Phys. Zs. Sowjet. — 1935. — Vol. 8. — P. 153.
57. Зависляк И., Тычинский А. Физические основы функциональной микроэлектроники // Зависляк ИВ, Тычинский АВ—Киев: УМК ВО. — 1989.
58. Gilbert T. L. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 100. — P. 1243.
59. Demokritov S. O., Hillebrands B., Slavin A. N. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // Physics Reports. — 2001. — Vol. 348, no. 6. — P. 441–489.
60. Demokritov S. O., Demidov V. E. Micro-Brillouin light scattering spectroscopy of magnetic nanostructures // IEEE Transactions on Magnetics. — 2007. — Vol. 44, no. 1. — P. 6–12.
61. Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale / T. Sebastian [et al.] // Frontiers in Physics. — 2015. — Vol. 3. — P. 35.
62. Damon R. W., Eshbach J. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1961. — Vol. 19, no. 3/4. — P. 308–320.
63. Kittel C. Ferromagnetic resonance // Journal de Physique et le Radium. — 1951. — т. 12, № 3. — с. 291–302. — DOI: [10 . 1051 / jphysrad : 01951001203029100](https://doi.org/10.1051/jphysrad:01951001203029100). — URL: [https : / / doi . org / 10 . 1051 / jphysrad : 01951001203029100](https://doi.org/10.1051/jphysrad:01951001203029100).

65. *Maier A. A.* Optical transistors and bistable devices utilizing nonlinear transmission of light in systems with unidirectional coupled waves // Soviet Journal of Quantum Electronics. — 1982. — нояб. — т. 12, № 11. — с. 1490—1494. — DOI: [10.1070/qe1982v012n11abeh006159](https://doi.org/10.1070/qe1982v012n11abeh006159). — URL: <https://doi.org/10.1070/qe1982v012n11abeh006159>.
66. *Jensen S.* The nonlinear coherent coupler // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1982. — окт. — т. 18, № 10. — с. 1580—1583. — DOI: [10.1109/jqe.1982.1071438](https://doi.org/10.1109/jqe.1982.1071438). — URL: <https://doi.org/10.1109/jqe.1982.1071438>.
67. Instabilities and all-optical phase-controlled switching in a nonlinear directional coherent coupler / S. Wabnitz [и др.] // Applied Physics Letters. — 1986. — окт. — т. 49, № 14. — с. 838—840. — DOI: [10.1063/1.97510](https://doi.org/10.1063/1.97510). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.97510>.
68. *Maier A. A.* Experimental observation of the optical self-switching of unidirectional distributively coupled waves // Physics-Uspekhi. — 1996. — нояб. — т. 39, № 11. — с. 1109—1135. — DOI: [10.1070/pu1996v039n11abeh000178](https://doi.org/10.1070/pu1996v039n11abeh000178). — URL: <https://doi.org/10.1070/pu1996v039n11abeh000178>.
69. Nonlinear switching with a graphene coupler / D. A. Smirnova [и др.] // Physical Review B. — 2013. — июль. — т. 88, № 4. — DOI: [10.1103/physrevb.88.045443](https://doi.org/10.1103/physrevb.88.045443). — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.88.045443>.
70. Nonlinear transverse stabilization of spin-wave beams in magnetic stripes / V. E. Demidov [и др.] // Applied Physics Letters. — 2006. — нояб. — т. 89, № 21. — с. 212501. — DOI: [10.1063/1.2392821](https://doi.org/10.1063/1.2392821). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2392821>.
71. *Садовников А., Рожнев А.* Моделирование распространения магнитостатических волн в одномерных магнетонных кристаллах // Прикладная нелинейная динамика. Izvestiya VUZ. — 2012. — т. 20, № 1. — DOI: [10.18500/0869-6632-2012-20-1-143-159](https://doi.org/10.18500/0869-6632-2012-20-1-143-159). — URL: <https://doi.org/10.18500/0869-6632-2012-20-1-143-159>.
72. Collective spin-wave excitations in a two-dimensional array of coupled magnetic nanodots / R. Verba [и др.] // Physical Review B. — 2012. — янв. — т. 85, № 1. — DOI: [10.1103/physrevb.85.014427](https://doi.org/10.1103/physrevb.85.014427). — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.85.014427>.



73. Magnetostatic interaction in arrays of nanometric permalloy wires: A magneto-optic Kerr effect and a Brillouin light scattering study / G. Gubbiotti [и др.] // *Physical Review B*. — 2005. — дек. — т. 72, № 22. — DOI: [10.1103/physrevb.72.224413](https://doi.org/10.1103/physrevb.72.224413). — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.72.224413>.
74. Spatiotemporal surface Ginzburg-Landau solitons / D. Mihalache [и др.] // *Physical Review A*. — 2008. — апр. — т. 77, № 4. — DOI: [10.1103/physreva.77.043828](https://doi.org/10.1103/physreva.77.043828). — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.77.043828>.
75. *Ustinov A. B., Kalinikos B. A.* A microwave nonlinear phase shifter // *Applied Physics Letters*. — 2008. — сент. — т. 93, № 10. — с. 102504. — DOI: [10.1063/1.2980022](https://doi.org/10.1063/1.2980022). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2980022>.
76. *Stegeman G. I., Stolen R. H.* Waveguides and fibers for nonlinear optics // *Journal of the Optical Society of America B*. — 1989. — апр. — т. 6, № 4. — с. 652. — DOI: [10.1364/josab.6.000652](https://doi.org/10.1364/josab.6.000652). — URL: <https://doi.org/10.1364/josab.6.000652>.
77. *Chen Y., Snyder A., Payne D.* Twin core nonlinear couplers with gain and loss // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1992. — т. 28, № 1. — с. 239—245. — DOI: [10.1109/3.119519](https://doi.org/10.1109/3.119519). — URL: <https://doi.org/10.1109/3.119519>.
78. *Srinivasan G., Slavin A. N.* High Frequency Processes in Magnetic Materials. — WORLD SCIENTIFIC, 08.1995. — DOI: [10.1142/2406](https://doi.org/10.1142/2406). — URL: <https://doi.org/10.1142/2406>.
79. Electric field tunable ferrite-ferroelectric hybrid wave microwave resonators: Experiment and theory / A. B. Ustinov [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2006. — Nov. — Vol. 100, no. 9. — P. 093905.
80. Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals / A. Sadovnikov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Vol. 109, no. 4. — P. 042407.
81. Magnon spintronics / A. V. Chumak [et al.] // *Nature Physics*. — 2015. — Vol. 11, no. 6. — P. 453–461.
82. Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2018. — Vol. 120, no. 25.



83. *Krawczyk M., Grundler D.* Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2014. — Mar. — Vol. 26, no. 12. — P. 123202.
84. *Menéndez R. J. P.* Fiber-Optic Ring Resonator Interferometer // *Interferometry - Recent Developments and Contemporary Applications*. — IntechOpen, 08.2019. — DOI: [10.5772/intechopen.80569](https://doi.org/10.5772/intechopen.80569). — URL: <https://doi.org/10.5772/intechopen.80569>.
85. *Afrozeh A.* Linear and nonlinear behavior in single-ring resonators // *Journal of Theoretical and Applied Physics*. — 2018. — март. — т. 12, № 1. — с. 71—78. — DOI: [10.1007/s40094-018-0285-0](https://doi.org/10.1007/s40094-018-0285-0). — URL: <https://doi.org/10.1007/s40094-018-0285-0>.
86. Matrix analysis of microring coupled-resonator optical waveguides / J. Poon [и др.] // *Optics Express*. — 2004. — т. 12, № 1. — с. 90. — DOI: [10.1364/opex.12.000090](https://doi.org/10.1364/opex.12.000090). — URL: <https://doi.org/10.1364/opex.12.000090>.
87. *Barbarossa G., Matteo A., Armenise M.* Theoretical analysis of triple-coupler ring-based optical guided-wave resonator // *Journal of Lightwave Technology*. — 1995. — т. 13, № 2. — с. 148—157. — DOI: [10.1109/50.365200](https://doi.org/10.1109/50.365200). — URL: <https://doi.org/10.1109/50.365200>.
88. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide / A. Sadovnikov [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — Vol. 96, no. 6. — P. 060401.
89. *Bajpai S. N.* Excitation of magnetostatic surface waves: Effect of finite sample width // *Journal of Applied Physics*. — 1985. — июль. — т. 58, № 2. — с. 910—913. — DOI: [10.1063/1.336164](https://doi.org/10.1063/1.336164). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.336164>.
91. Frequency-division multiplexing in the terahertz range using a leaky-wave antenna / N. J. Karl [и др.] // *Nature Photonics*. — 2015. — сент. — т. 9, № 11. — с. 717—720. — DOI: [10.1038/nphoton.2015.176](https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.176). — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.176>.
92. Spin-current nano-oscillator based on nonlocal spin injection / V. Demidov [et al.] // *Scientific reports*. — 2015. — Vol. 5, no. 1. — P. 1—5.

93. *Demidov V. E., Demokritov S. O.* Magnonic Waveguides Studied by Microfocus Brillouin Light Scattering // IEEE Transactions on Magnetics. — 2015. — апр. — т. 51, № 4. — с. 1–15. — DOI: [10.1109/tmag.2014.2388196](https://doi.org/10.1109/tmag.2014.2388196). — URL: <https://doi.org/10.1109/tmag.2014.2388196>.
94. Multimode Propagation of Magnetostatic Waves in a Width-Modulated Yttrium-Iron-Garnet Waveguide / S. E. Sheshukova [и др.] // IEEE Magnetics Letters. — 2014. — т. 5. — с. 1–4. — DOI: [10.1109/lmag.2014.2365431](https://doi.org/10.1109/lmag.2014.2365431). — URL: <https://doi.org/10.1109/lmag.2014.2365431>.
95. *Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B.* Magnon transistor for all-magnon data processing // Nature Communications. — 2014. — авг. — т. 5, № 1. — DOI: [10.1038/ncomms5700](https://doi.org/10.1038/ncomms5700). — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms5700>.
96. Forbidden Band Gaps in the Spin-Wave Spectrum of a Two-Dimensional Bicomponent Magnonic Crystal / S. Tacchi [и др.] // Physical Review Letters. — 2012. — сент. — т. 109, № 13. — DOI: [10.1103/physrevlett.109.137202](https://doi.org/10.1103/physrevlett.109.137202). — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.109.137202>.
97. Spatial control of spin-wave modes in Ni<sub>80</sub>/subFesub<sub>20</sub>/sub antidot lattices by embedded Co nanodisks / G. Duerr [и др.] // Applied Physics Letters. — 2011. — нояб. — т. 99, № 20. — с. 202502. — DOI: [10.1063/1.3662841](https://doi.org/10.1063/1.3662841). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3662841>.
98. Brillouin light scattering studies of planar metallic magnonic crystals / G. Gubbiotti [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — июнь. — т. 43, № 26. — с. 264003. — DOI: [10.1088/0022-3727/43/26/264003](https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264003). — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264003>.
99. Self-collimating phenomena in photonic crystals / H. Kosaka [и др.] // Applied Physics Letters. — 1999. — март. — т. 74, № 9. — с. 1212–1214. — DOI: [10.1063/1.123502](https://doi.org/10.1063/1.123502). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.123502>.
100. Achieving centimetre-scale supercollimation in a large-area two-dimensional photonic crystal / P. T. Rakich [и др.] // Nature Materials. — 2006. — янв. — т. 5, № 2. — с. 93–96. — DOI: [10.1038/nmat1568](https://doi.org/10.1038/nmat1568). — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat1568>.

101. Broadband super-collimation in a hybrid photonic crystal structure / R. E. Hamam [и др.] // Optics Express. — 2009. — апр. — т. 17, № 10. — с. 8109. — DOI: [10.1364/oe.17.008109](https://doi.org/10.1364/oe.17.008109). — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.17.008109>.
102. Gan L., Qin F., Li Z.-Y. Broadband large-angle self-collimation in two-dimensional silicon photonic crystal // Optics Letters. — 2012. — июнь. — т. 37, № 12. — с. 2412. — DOI: [10.1364/ol.37.002412](https://doi.org/10.1364/ol.37.002412). — URL: <https://doi.org/10.1364/ol.37.002412>.
103. Kumar D., Adeyeye A. O. Broadband and total autocollimation of spin waves using planar magnonic crystals // Journal of Applied Physics. — 2015. — апр. — т. 117, № 14. — с. 143901. — DOI: [10.1063/1.4917053](https://doi.org/10.1063/1.4917053). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4917053>.
104. All-Angle Collimation for Spin Waves / J. W. Klos [и др.] // IEEE Magnetics Letters. — 2015. — т. 6. — с. 1–4. — DOI: [10.1109/lmag.2015.2494558](https://doi.org/10.1109/lmag.2015.2494558). — URL: <https://doi.org/10.1109/lmag.2015.2494558>.
105. Spatiotemporal dynamics of magnetostatic and spin waves in a transversely confined ferrite waveguide / E. N. Beginin [и др.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2013. — дек. — т. 77, № 12. — с. 1429–1431. — DOI: [10.3103/s1062873813130030](https://doi.org/10.3103/s1062873813130030). — URL: <https://doi.org/10.3103/s1062873813130030>.
106. Nano-optics with spin waves at microwave frequencies / V. E. Demidov [и др.] // Applied Physics Letters. — 2008. — т. 92, № 23. — с. 232503. — DOI: [10.1063/1.2945000](https://doi.org/10.1063/1.2945000). — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.2945000>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2945000>.

## Список рисунков

1.1	Поперечное сечение системы содержащей два магнитных волновода . . . . .	20
1.2	Схематическое изображение экспериментальной установки радиофизического эксперимента . . . . .	26
1.3	Схематичное изображение экспериментальной установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии . . . . .	27
2.1	(а)Схематический эскиз расчетной области и геометрическая конструкция исследуемой структуры. (б) Результаты генерации сетки для моделирования методом конечных элементов. . . . .	30
2.2	Результаты расчета дисперсионных характеристик электромагнитных волн в связанных микроволноводах. (а)Дисперсионные характеристики для волнопроводов шириной $w = 200$ мкм для первых трех симметричных (сплошные линии) и антисимметричных (штриховые линии) мод. Пунктирными линиями нанесены дисперсионные характеристики 1-й, 2-й и 3-й мод одиночного волновода шириной $w = 200$ мкм; (б) Частотная зависимость длины связи $L_s$ , полученная при моделировании МКЭ для первых трех мод; (в) Зависимость длины связи $L_s$ от безразмерного отношения $w/d$ для первых трёх мод на частоте 3.125 ГГц. . . . .	32
2.3	Профили первых трех мод, поперечных симметричных $k_n^s$ и антисимметричных $k_n^{as}$ мод ( $n = 1,2,3$ ), полученных методом электромагнитного моделирования. . . . .	33
2.4	Распределение $E_x$ -компоненты на частотах $f = 3.4$ ГГц(а) и $f = 3.8$ ГГц(б) для антисимметричных мод (сплошные синие кривые), симметричных мод (черные штрихпунктирные кривые) и собственных мод отдельного магнитного волновода (красная штриховая линия) при $H_0 = 600$ Ое. Вертикальными пунктирными линиями показаны левая и правая границы соседних волнопроводов. . . . .	34

- 2.5 (а) частотная зависимость длины связи при различной ширине волноводов; (в) Частотная зависимость длины связи при различном зазоре между волноводами; (г) длина связи как функция ширины волноводов (красная кривая) и расстояния между волноводами (синяя кривая) на частоте  $f = 3.33$  ГГц. . . . . 35
- 2.6 Дисперсия симметричных (синяя кривая) и антисимметричных (красная кривая) мод ООМСВ (а) и ПОМСВ (б) в двух магнитных микроволноводах на одной подложке с параметрами  $w = 200$  мкм и  $d = 20$  мкм; Частотная зависимость длины связи при различном зазоре между волноводами для ООМСВ (в) и ПОМСВ (г) при  $w = 200$  мкм. . . . . 36
- 2.7 Зависимость длины связи от зазора  $d$  для трех типов дипольных волн . . . . . 37
- 2.8 (а) Схематичное изображение рассматриваемой конструкции; (б–г) (верхние панели) Пространственное распределение компоненты динамической намагниченности  $m_z(x,y)$  и (нижние панели) интенсивности спиновой волны для частоты входного сигнала (б)  $f_1 = 5.19$  ГГц, (в)  $f_2 = 5.25$  ГГц и (г)  $f_3 = 5.36$  ГГц. . . . . 39
- 2.9 (а) Профиль внутреннего магнитного поля  $H_i(y)$  исследуемой структуры (верхняя панель) и поперечный профиль симметричной  $\Phi_s(y)$  и антисимметричной  $\Phi_{as}(y)$  мод (нижняя панель). Расстояние между полосами показано закрашенной областью; (б) Трансформация профилей внутреннего магнитного поля  $H_{int}(x)$  внутри полосы  $S_2$  при изменении зазора  $d$  между волноводами . . . . . 41
- 2.10 (а) Частотный спектр сигнала спиновой волны в выходных секциях микроволноводов  $S_1$  и  $S_2$ ; (б) Частотная зависимость МБС сигнала полученная экспериментально для микроволноводов  $S_1$  и  $S_2$ ; (в) Подсчитанная дисперсионная характеристика спиновых волн для симметричной (верхняя штрихпунктирная линия) и антисимметричной (нижняя штрихпунктирная линия) мод в сравнении с экспериментальными данными, отмеченными кружками. . . . . 42

- 2.11 Карты интенсивности МБС записанные при частоте возбуждения  $f_1 = 5.1$  ГГц. Над каждой картой указан уровень мощности входного сигнала. Края полосок обозначены пунктирными линиями.  $L$  обозначает длину связи для каждой карты. . . . . 45
- 2.12 Зависимость длины связи (а) и коэффициента передачи (б) от мощности, измеренной с помощью экспериментального исследования, численно моделированная с использованием МКР и связанных уравнений ГЛ; (в) Профили мод  $\Phi_{1,2}$  волноводов при  $P_0 = 0$  дБм (штриховые кривые) и  $P_0 = 23$  дБм (сплошные кривые). (г) Нелинейный дифференциальный фазовый сдвиг в каждом волноводе  $\Delta\phi_{NL1,2}$  (штриховая и пунктирная кривые) и интеграл перекрытия  $C$  (сплошная кривая) в зависимости от входной мощности. Данные получены для  $f = 5.1$  ГГц и  $H_0 = 1200$  Э. . . . . 47

- 2.13 (а) Динамическая амплитуда СВ  $h_0$  (сплошная кривая) и длина связи  $L$  (штриховая кривая) в зависимости от намагниченности насыщения в ЖИГ; (б) Карта зависимости  $P_0(f)$ , демонстрирующая режимы спин-волновой динамики. Желтая область соответствует прохождению СВ через первый магнитный волновод, синяя — через второй. Штриховая, сплошная и пунктирная кривые соответствуют значениям  $T$ , обозначенным сверху; (в) Прохождение СВ через первый волновод  $S_1$ , измеренное с помощью радиофизического эксперимента в линейном (сплошная зеленая кривая) и нелинейном (пунктирная красная кривая) режимах. Результаты расчетов показаны штриховой и штрихпунктирной линиями. (г) Длина связи в зависимости от расстояния между полосками (сплошная кривая) и внутреннего магнитного поля в центре полоски (пунктирная кривая — моделирование, светлые квадраты — эксперимент МБС). (д) Пороговая мощность  $P_{th}$  переключения спиновых волн в зависимости от расстояния между волноводами и внутреннего магнитного поля. (е) Пороговая мощность (сплошная кривая) и длина связи (пунктирная кривая) в зависимости от ширины волноводов. Открытые кружки обозначают экспериментальные данные. . . . 51
- 3.1 Схематический вид структуры состоящей из двух планарных микроволноводов, связанных через кольцевой резонатор. . . . . 56
- 3.2 Дисперсионные характеристики поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в волноводах  $S_2$  (а) и  $S_1$  (б). . . . . 57
- 3.3 Карта частотной зависимости от волнового числа параметра  $\Delta D$  58
- 3.4 Частотный коэффициент передачи спиновых волн на выходах (синяя линия)  $P_1$ , (красная линия)  $P_2$  и (черная линия)  $P_3$  исследуемой структуры . . . . . 59
- 3.5 Карты динамической намагниченности  $m_z$  на частотах  $f_1 = 5.24$  ГГц (а),  $f_1 = 5.18$  ГГц (б) и  $f_1 = 5.27$  ГГц (в) . . . . . 60
- 3.6 Карты интенсивности спиновых волн на выходах (а)  $P_1$ , (б)  $P_2$  и (в)  $P_3$ . . . . . 62

- 3.7 Частотная зависимость амплитуды поверхностных магнитостатических волн на выходе Р2 от изменения внешнего магнитно поля  $H_0$ . . . . . 63
- 3.8 Карты динамической намагниченности  $m_z$ , измеренной на частоте  $f_1 = 5.24$  ГГц, для различных направлений угла  $\alpha$  внешнего магнитного поля  $H_0$  относительно оси  $y$ . . . . . 64
- 4.1 (а) Схематичное изображение ферромагнитной структуры с двумерным массивом канавок. Вставка: фотография Фрагмент исследуемой структуры . . . . . 69
- 4.2 (а) Передаточные характеристики от частоты, измеренные радиофизическим методом для МК (синяя кривая) и ММК (красная кривая). Вставка: подробная частотная область запрещённой зоны; (б) Экспериментально измеренная дисперсия для МК (синяя линия) и ММК (красная линия). Подсчитанная дисперсия для ММК (зеленая пунктирная линия). Вставка: изочастотные кривые для спиновых волн. Желтая область является ориентиром, показывающим область частот и волновых чисел запрещённой зоны МК . . . . . 70
- 4.3 Карты интенсивности МБС с цветовой кодировкой (левые панели) и поперечный (вдоль оси  $x$ ) профиль квадрата намагниченности (правые панели) в различных координатах  $y$  при  $\phi = 0^0$  для частот:  $f_1 = 5.3$  ГГц (а),  $f_2 = 5.33$  ГГц (б) и на  $\phi = 15^0$  для частоты  $f_2$  (в). . . . . 72
- 4.4 Карта интенсивности МБС в сечении  $y = 2.0$  мм в зависимости от частоты. Серые горизонтальные пунктирные линии изображают края соседних волноводов шириной  $w_d$ . Вертикальная пунктирная линия служит ориентиром, показывающим центральную частоту первой запрещённой зоны МК. Частота  $f_0$  изображена вертикальной штрихпунктирной линией. . . . . 74
- 4.5 Результаты численного моделирования профиля 1-й собственной моды в ММК на частотах  $f_1$  (а) и  $f_2$  (б). . . . . 76



- 4.6 Распределения квадратов динамической намагниченности в логарифмическом масштабе, для различных углов ориентации магнитного поля:  $\phi = 0^0$  (а) и  $\phi = 15^0$  (б). Темные прямоугольники обозначают область травления на поверхности пленки ЖИГ. . . . . 78
- 4.7 Зависимости коэффициента прохождения спиновых волн от угла отклонения ориентации магнитного поля. Открытые символы обозначают результаты моделирования, а закрашенные символы соответствуют экспериментальным данным. . . . . 79