

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования “Национальный исследовательский технологический
университет “МИСиС”

Головчанский Игорь Анатольевич

Динамика магнитного момента в гибридных системах сверхпроводник-ферромагнетик

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант

д. ф.-м. н., проф.

Рязанов Валерий Владимирович

Москва – 2022

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования.

Данное диссертационное исследование посвящено явлениям, связанным с динамикой магнитного момента в магнитоупорядоченных средах: явлениям ферромагнитного и спин-волнового резонанса, вопросам распространения спиновых волн, взаимодействию магнитодинамических и электромагнитных мод в гибридных системах. Основы понимания и применения магнитодинамических явлений заложены более 60 лет назад [1–6], за последние десятилетия было выпущено несколько книг, посвященных подробному описанию вопросов динамики магнитного момента [7–9]. Ключевым процессом в магнитоупорядоченных средах является возникновение и распространение собственных возмущений локальных магнитных моментов в виде спиновых волн посредством обменных или магнитостатических взаимодействий, в соответствии с уравнением Ландау-Лившица-Гилберта.

В настоящий момент, актуальность исследований магнитодинамических явлений связана с чрезвычайно широкими возможностями их применений в двух основных направлениях: в науках о материалах - в качестве способа изучения магнитных характеристик материалов, а также в области магноники и смежных областях - в качестве инструмента передачи и обработки информации посредством спиновых волн. Актуальность применения резонансной спектроскопии при изучении магнитных материалов обусловлена тем что резонансный спектр несет непосредственную информацию обо всех основных магнитных характеристиках исследуемого материала: о намагниченности насыщения, магнито-кристаллической, наведенной и поверхностной анизотропиях [10–15], о гиромагнитном соотношении, параметре затухания Гилберта [16, 17], а также о ферромагнитных [4, 5, 18, 19] и антиферромагнитных [6, 20–23] обменных взаимодействиях в случае если возбуждается спин-волновой процесс с соответствующим волновым вектором. Часто эти характеристики можно определить

из спектра с помощью простых формул Киттеля.

Современный интерес к применению магнитодинамических явлений со стороны магноники обусловлен прогрессом в нанотехнологиях и методах синтеза магнитных материалов. В целом, термин “магноника” является объединяющим для областей физики, в которых подразумевается передача и обработка сигналов с помощью спиновых волн [24–30]. Магноника обладает рядом заметных преимуществ по сравнению с традиционными подходами к оперированию сигналами. Закон дисперсии спиновых волн можно легко перестроить путем изменения внешнего магнитного поля и геометрии магنونной среды. Спиновые волны в магнитных изоляторах позволяют передавать сигналы на сравнительно большие расстояния [31] с небольшими потерями из-за отсутствия зарядового тока, при микроволновых частотах и с низким энергопотреблением. Длины спиновых волн находятся в диапазоне микро- и субмикро размеров при микроволновых частотах, что стимулирует разработку микроустройств для обработки микроволновых сигналов. Наконец, в отличие от электромагнитных СВЧ волн, магноны распространяются только в магнитоупорядоченных средах, что уменьшает проблему паразитного взаимодействия полезных сигналов с окружением. Однако, в качестве основных проблем магноники можно отметить [28] низкую эффективность преобразования электромагнитного сигнала в спин-волновой и быстрое затухание последнего в магнитных материалах с высокими потерями.

Преимущества магноники привели к разработке целого ряда элементов магنونных логических устройств, таких как волноводы [32], магنونные транзисторы [33], направленные ответвители [34], затворы [35, 36], а также небулевых устройств [28] и нейроморфных систем [37, 38]. Не исключено, что прогресс в исследованиях Бозе-Эйнштейн конденсации магнонов при комнатной температуре [39–42] приведет в будущем к созданию устройств на основе магنونного сверхтока и эффекта Джозефсона [43–45], реализованных при комнатной температуре. В качестве альтернативного направления, в настоящее время происходит активное развитие гибридной магноники [46–50], где рассматривается

гибридизация магнонов с фотонами, а конечной целью является оперирование единичными квантами. Прогресс в разработке систем гибридной магноники ведет к появлению новых перспективных технологий, таких как гибридные квантовые системы [51, 52], технологии “магнонной памяти” [53], и микроволново-оптические преобразователи [54].

Также, магнитодинамические явления находят свое применение в спинтронных системах [27, 31, 55–57]. В двухслойных структурах ферромагнетик-проводник прецессирующая намагниченность является источником спинового тока через интерфейс в соответствии с механизмом спиновой накачки. Впоследствии, зарядовый ток преобразуется в проводнике из спинового тока за счет эффекта обратного спинового Холла.

Таким образом, можно заключить что исследования магнитодинамических явлений в новых магнитных системах, а также поиски новых способов управления спиновыми волнами являются актуальными задачами. Данное диссертационное исследование посвящено новому направлению магноники: магнитодинамическим явлениям в гибридных системах сверхпроводник-ферромагнетик. Экспериментально и теоретически показано что в системах сверхпроводник-ферромагнетик можно контролируемо изменять законы дисперсии спиновых волн за счет магнитостатического и электронного взаимодействия между подсистемами, а также формировать в сверхпроводящих гетероструктурах сильное взаимодействие между электромагнитными волнами и магнитодинамическими осцилляциями. Также в ходе исследований установлено что определенные преимущества сверхпроводящих резонансных структур позволяют применять их для исследования магнитодинамических свойств слабых ферромагнетиков или одиночных ферромагнитных микроструктур. Данное диссертационное исследование вносит заметный вклад в формирование и развитие новых направлений магноники.

Степень разработанности темы исследования.

Данное диссертационное исследование посвящено вопросам гибридизации

сверхпроводимости и ферромагнетизма. В целом, сверхпроводимость (S) и ферромагнетизм (F) являются антагонистическими явлениями с точки зрения упорядочения спинов электронов. Их сосуществование представляет фундаментальный интерес, а также открывает перспективы для создания новых функциональных устройств с характеристиками, недоступными для чисто сверхпроводящих или ферромагнитных систем.

Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости на атомном уровне в объеме остается редким явлением и сравнительно недавно было обнаружено в сложных многокомпонентных соединениях. В этих соединениях сосуществование обусловлено взаимодействием сильного ферромагнитного порядка с триплетной сверхпроводимостью [58–60], или антиферромагнитного порядка с синглетной сверхпроводимостью [61], обнаруженной в железосодержащих пниктидах в совокупности с геликоидальным [62, 63] и ферромагнитным [64–66] спиновыми упорядочениями в подсистеме европия.

Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости может быть достигнуто в искусственных гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик (S-F) и включает множество различных подходов к реализации. Одним из основных направлений гибридизации, интенсивно изучаемых в последние десятилетия, рассматривает взаимодействие между ферромагнитным и сверхпроводящим подсистемами за счет эффекта близости [67, 68]. С помощью эффекта близости можно осуществить джозефсоновскую связь сверхпроводящих электродов через ферромагнитный барьер с возможностью π -сдвига джозефсоновской фазы [69, 70], и реализовывать различные элементы сверхпроводящей спинтроники [71], в том числе элементы π -сдвига фазы для сверхпроводящих кубитов [72] и логических элементов [73], элементы криогенной памяти [74–76], F-S-F спиновые вентили [77–79], а также более сложные устройства с промежуточной $0 - \pi$ сверхпроводящей фазой [80, 81] и системы на основе нанопроводов [82, 83].

Другое направление гибридизации, интенсивно изучаемое в последние де-

сятилетия, сосредоточено на взаимодействии сверхпроводящей вихревой фазы с ферромагнитными микро- или наноструктурами [68, 84, 85]. В этом случае основные физические эффекты связаны с манипулированием сверхпроводящей вихревой средой с помощью ферромагнитных наноструктур и искусственных решеток и включают в себя “эффект совпадения” [86, 87], когда решетка вихрей совпадает с решеткой ферромагнитных центров пиннинга, вызывая тем самым особенности магниторезистивности и усиление критического тока при поле совпадения, “эффект вихревого выпрямителя” [86, 88–91], когда асимметричный потенциал взаимодействия ферромагнитных наноструктур со сверхпроводящими вихрями способствует предпочтительному направлению вихревого тока, а также вихревые многоквантовые состояния [92, 93] и системы вихрь-антивихрь [94, 95].

Следует также упомянуть явления гибридизации сверхпроводящего и ферромагнитного порядков в случае доменного состояния ферромагнитной подсистемы. Взаимодействие сверхпроводящей подсистемы с ферромагнитной доменной структурой локально усиливает сверхпроводящий порядок вблизи доменных границ за счет компенсации магнитостатических полей рассеяния [96] или обменных полей [97], что при определенных условиях может приводить к локализации сверхпроводимости исключительно в области доменных стенок.

Данное диссертационное исследование также посвящено гибридным системам сверхпроводник-ферромагнетик. Однако, в фокусе исследования находятся не сверхпроводящие свойства гибридных S-F систем, а их магнитодинамические свойства. Объем проделанных исследований в этом направлении более скромный чем в случае исследований сверхпроводящих свойств гибридных S-F систем. Можно отметить ранние работы по исследованию магнитостатического взаимодействия спиновых волн со сверхпроводящими пленками в двухслойных системах $YBa_2Cu_3O_7-Y_3Fe_5O_{12}$ [98, 99], недавние работы по исследованию спиновой накачки и спинового тока в двухслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик [100, 101], работы по исследованию влияния динамики магнитно-

го момента на сверхпроводящие свойства джозефсоновских переходов с ферромагнитным барьером [102, 103], а также недавние работы по взаимодействию между спиновыми волнами и сверхпроводящей вихревой фазой [85, 104]. Данное диссертационное исследование представляет собой комплекс работ по изучению динамики магнитного момента ферромагнитных структур с помощью сверхпроводящих систем, работ по изучению законов дисперсии спиновых волн в различных гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик, включая структуры с периодической модуляцией магнитных свойств, а также работ по исследованию гибридизации магнитодинамических и электромагнитных резонансных мод.

Цели и задачи диссертационной работы.

Целями диссертационного исследования являлись:

- (i) Поиск методов исследования ферромагнитного резонанса в ферромагнитных пленках и микроструктурах с повышенной чувствительностью или увеличенным частотным диапазоном по сравнению с традиционными методами.
- (ii) Определение влияния сверхпроводимости на динамику магнитного момента ферромагнетиков и законы дисперсии спиновых волн в различных гибридных S-F структурах. Поиск и апробация методов моделирования спин-волновых процессов в гибридных S-F системах.
- (iii) Анализ проблемы слабого фотон-магнонного взаимодействия в гибридных структурах. Применение явлений, связанных со сверхпроводимостью, для улучшения характеристик фотон-магнонного взаимодействия.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

- (i) Разработать подходы к изучению ферромагнитного резонанса в ферромагнитных тонких пленках и микроструктурах с помощью сверхпроводящих систем: сверхпроводящих волноводов, сверхпроводящих резонаторов и джозефсоновских переходов.
- (ii) Исследовать экспериментально и теоретически законы дисперсии спиновых волн в различных структурах сверхпроводник-ферромагнетик. Разработать ме-

тоды микромагнитного моделирования для описания динамики магнитного момента в гибридных системах.

(iii) Разработать и исследовать структуры сверхпроводник-ферромагнетик с сильным фотон-магнонным взаимодействием.

Научная новизна.

(i) Впервые исследована динамика магнитного момента ферромагнитных тонких пленок и микроструктур слабого разбавленного ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ при криогенных температурах с использованием широкополосного метода. Установлены основные магнитные характеристики сплава и характерные времена динамики магнитного момента. Наблюдались зависимости этих характеристик от температуры, которые свидетельствуют в пользу кластерного магнетизма в тонких пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$.

(ii) Впервые исследована динамика магнитного момента в сверхтонких эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната с использованием сверхпроводящего ниобиевого волновода, изготовленного непосредственно поверх магнитной пленки. Продемонстрирована роль поверхностных напряжений и сверхпроводящей вихревой фазы на спектр ферромагнитного резонанса.

(iii) Разработан подход к изучению магнитодинамических характеристик единичных ферромагнитных микроструктур с использованием сверхпроводящего высокочастотного резонатора на чипе. Повышенная чувствительность метода обусловлена высокой добротностью электромагнитного резонатора. Широкополосность обеспечивается использованием для спектроскопии серии резонансных мод электромагнитного резонатора.

(iv) Разработано сверхпроводящее гибридное устройство, позволяющее определять резонансные характеристики единичных ферромагнитных микроструктур с высокой собственной магнитной анизотропией без применения анализатора цепей. Устройство основано на длинном джозефсоновском переходе, работающем в режиме “ступеней нулевого поля”, связанного индуктивно с ферромагнитной микроструктурой. Солитон в длинном джозефсоновском переходе

синхронизируется с магнитостатической стоячей волной ферромагнетика, что приводит к появлению ступеней на вольт-амперной характеристике при напряжениях, соответствующих частоте ферромагнитного резонанса.

(v) Проведено экспериментальное исследование спин-волнового резонанса магнитостатических поверхностных спиновых волн, индуктивно взаимодействующих со сверхпроводящей поверхностью, обнаружено увеличение фазовой скорости спиновых волн. Предложена и опробована микромагнитная модель индуктивного взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами на основе метода изображений. Исследованы законы дисперсии поверхностных магнитостатических и обратных объемных спиновых волн, индуктивно взаимодействующих со сверхпроводящей поверхностью. Продемонстрировано что реализация взаимодействия спиновых волн со сверхпроводником представляет собой инструмент для преобразования их закона дисперсии в практических целях.

(vi) Впервые проведено системное экспериментальное изучение динамики магнитного момента в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник. Показано, что электронное взаимодействие между подсистемами радикально сдвигает частоты ферромагнитного резонанса в область более высоких частот. При этом, наличие обоих сверхпроводящих слоев и электронного взаимодействия на обоих интерфейсах являются необходимыми для явления условиями. Достигнуты наиболее высокие естественные частоты ферромагнитного резонанса среди всех ферромагнитных систем с плоскостной намагниченностью.

(vii) Предложены методы формирования магنونных кристаллов, состоящих из гибридных периодических структур сверхпроводник-ферромагнетик. Изучены спин-волновые спектры структур, состоящие из запрещенных и разрешенных зон. Рассмотрены закономерности формирования зонной структуры.

(viii) Впервые продемонстрировано сверхсильное фотон-магنونное взаимодействие на чипе с рекордными характеристиками взаимодействия: коэффици-

ента связи, силы односпиновой связи и кооперативности. Рекордные характеристики взаимодействия достигнуты за счет формирования многослойной гетероструктуры, состоящей из сверхпроводящих, ферромагнитных и диэлектрических слоев, в которой существенно подавлена фазовая скорость СВЧ фотонов. При достигнутом коэффициенте связи спектр свидетельствует о вкладе т.н. диамагнитного слагаемого взаимодействия в гамильтониан системы, что соответствует наблюдению гибридной квазичастицы плазмон-магнон-поляритон.

Теоретическая и практическая значимость.

Результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы для проектирования магнонных устройств, работающих при криогенных температурах, для исследования резонансных свойств слабых ферромагнетиков и единичных ферромагнитных микроструктур, в том числе в суб-террагерцовом диапазоне частот, а также для разработки гибридных систем с сильным фотон-магнонным взаимодействием.

Методология и методы исследования.

В ходе диссертационного исследования проводились как экспериментальные, так и теоретические работы. Для проведения экспериментальных исследований были изготовлены образцы S-F микроструктур с использованием современных методов создания тонкопленочных микроструктур: напыление тонких пленок методами магнетронного напыления или ВЧ напыления, оптическая лазерная литография, плазмо-химическое травление микроструктур. Изготовление образцов проводилось с использованием технологического оборудования лаборатории сверхпроводящих метаматериалов НИТУ “МИСИС”, лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН и Института Физики Технологического института Карлсруэ. Эксперименты проводились при криогенных температурах с использованием криостата замкнутого цикла, оборудованного сверхпроводящим соленоидом. Микроволновые характеристики исследуемых структур исследовались с помощью векторного анализатора цепей. Теоретические исследования проводились с использованием численных методов. Основным методом теорети-

ческих исследований было микромагнитное моделирование - численное решение уравнения Ландау-Лившица-Гилберта.

Положения, выносимые на защиту.

На защиту выносятся следующие положения.

- (i) Интегрирование тонких ферромагнитных пленок и микроструктур в сверхпроводящие системы (сверхпроводящие волноводы, сверхпроводящие резонаторы, джозефсоновские переходы) повышает чувствительность и частотный диапазон исследований динамики магнитного момента, а также открывает возможности для разработки новых низкотемпературных устройств.
- (ii) В структурах сверхпроводник-ферромагнетик различного типа гибридизация подсистем модифицирует закон дисперсии спиновых волн как при индуктивном, так и при электронном взаимодействии между подсистемами, а также способствует формированию спектральных зон в периодических магнетонных структурах.
- (iii) Методы микромагнитного моделирования позволяют адекватно описывать магнитодинамические процессы в гибридных системах, что открывает перспективы для теоретического проектирования гибридных магнетонных устройств.
- (iv) В гибридных структурах, состоящих из сверхпроводящих, ферромагнитных и диэлектрических слоев, достижимы рекордные характеристики фотон-магнетонного взаимодействия (коэффициент связи, сила односпиновой связи, кооперативность) за счет подавления фазовой скорости распространения электромагнитных волн. В таких системах проявляется вклад диамагнитного слагаемого в гамильтониан системы, который соответствует плазмонной составляющей энергии системы и предотвращает сверх-излучательный фазовый переход.

Степень достоверности и апробация результатов.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- XXV международный симпозиум “Нанофизика и Нанoeлектроника”, Нижний Новгород, 9-12 марта 2021. Приглашенный доклад “Ferromagnetic resonance

in superconductor/ferromagnetic thin film systems in presence of superconducting proximity”.

- Международная конференция “NANO-2019: Limits of Nanoscience and Nanotechnologies”, Кишинев, Молдова, 24-27 сентября 2019. Доклад “Interplay of spin waves with the Meissner currents in ferromagnet / superconductor hybrids”.

- Международная конференция “Nanomagnetism and Spintronics Sol-SkyMag 2019”, Сан Себастьян, Испания, 24-28 июня 2019. Доклад “Magnetization dynamics in ferromagnet / superconductor hybrids”.

- Международная конференция “Modern Development of Magnetic Resonance 2018”, Казань, 24-28 октября 2018. Доклад “Ferromagnet/Superconductor Hybridization for Magnonic Applications”.

- XXI международный симпозиум “Нанофизика и Наноэлектроника”, Нижний Новгород, 13-16 сентября 2017. Приглашенный доклад “Microwave response of thin film ferromagnets and their interaction with Josephson modes of distributed superconducting tunnel junctions”.

- Международная конференция “Superconducting hybrid nanostructures: physics and applications”, Долгопрудный, 19-27 сентября 2016. Доклад “Statics and dynamics of ferromagnetic layer in Pd_{0.99}Fe_{0.01}-based magnetic Josephson junctions”.

- Летняя школа РКЦ 2016, Москва, 22-27 августа 2016. Доклад “Statics and dynamics of ferromagnetic layer in Pd_{0.99}Fe_{0.01}-based magnetic Josephson junctions”.

- Международная конференция “Interaction of Superconductivity and Magnetism in Nanosystems”, Москва, 2-4 сентября 2015. Доклад “Novel Nb/Pd_{0.99}Fe_{0.01}/Nb Josephson junction magnetic switches for cryogenic memory”.

Публикации.

Материалы диссертации опубликованы в 12 работах в международных рецензируемых научных изданиях, входящих в первый и второй квартили международных баз данных Web of Science и Scopus.

Личный вклад автора.

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, от-

ражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и библиографии. Общий объем диссертации 240 страниц, из них 185 страниц текста, включая 61 рисунок. Библиография включает 431 наименование на 41 страницах. Текст диссертации и автореферата был подготовлен с использованием программы LaTeX, пакета disser.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе экспериментально и теоретически рассмотрено несколько подходов к изучению резонансных характеристик ферромагнитных тонких пленок и микроструктур с помощью сверхпроводящих систем на чипе: сверхпроводящих волноводов, сверхпроводящих резонаторов и джозефсоновских переходов.

В разделе 1.2 представлен метод измерения ферромагнитного резонанса (ФМР) в тонкопленочных ферромагнитных структурах с использованием анализатора цепей и сверхпроводящего волновода на чипе. Технические модификации позволили достичь некоторого улучшения чувствительности метода по сравнению с традиционным подходом “flip-chip”. В качестве тестовых измерений проведено изучение магнитных свойств тонкопленочных микроструктур сплава пермаллой ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) толщиной 100 нм. Показано, что спектр образца

с латеральными размерами 1100×130 мкм² описывается известной формулой Киттеля для сплошных тонких пленок:

$$(\omega_r/\mu_0\gamma)^2 = (H + H_a)(H + H_a + M_s), \quad (1)$$

где $\gamma = 1.856 \times 10^{11}$ Гц/Т - гиромагнитное соотношение для пермаллоя, M_s - намагниченность насыщения, H_a - поле анизотропии, направленное вдоль намагниченности. В результате моделирования линии ФМР с помощью уравнения 1 получены намагниченность насыщения $\mu_0 M_s \simeq 1.1$ Т и поле анизотропии $\mu_0 H_a \simeq 4$ мТ, которые являются типичными для тонких пленок пермаллоя. Заметное поле анизотропии сформировано в процессе роста пленки в магнитном поле и проявляется, в том числе, в разрыве спектральной линии при перемагничивании при $\mu_0 H \approx -10$ мТ. ФМР образца пермаллоя, состоящего из массива квадратных микроструктур размером 5×5 мкм², полностью исчезает при $\mu_0 H < 13$ мТ, что указывает на переход микроструктур из намагниченного состояния в вихревое.

С помощью представленного метода проведено изучение резонансных характеристик тонкопленочных микроструктур слабого разбавленного ферромагнитного сплава $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$, который характеризуется низкой температурой Кюри, плоскостной анизотропией, небольшим коэрцитивным полем, и представляет непосредственный интерес для применений в различных элементах сверхпроводящей спинтроники. Проведено исследование тонкопленочных образцов толщиной 100 нм с латеральными размерами 1100×130 мкм² и образцов, состоящих из массива квадратных микроструктур размером 5×5 мкм². Результаты спектроскопии показаны на рис. 1. Установлено что в отличие от образцов пермаллоя, спектр образцов пленки $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ непрерывен вне зависимости от размеров образца. Получены оценки основных магнитных свойств пленок $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$: $\mu_0 M_s \approx 31$ мТ, поле анизотропии до $\mu_0 H_a \approx 4.1$ мТ, коэрцитивное поле $\mu_0 H_c < 2$ мТ, параметр затухания Гилберта $\alpha \approx 0.1$. Установлена заметная зависимость поля анизотропии от температуры, высокое значение удельного по-

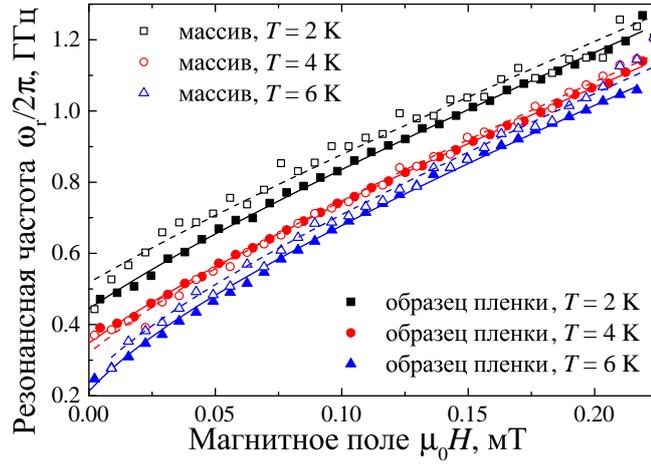


Рис. 1. Символами показаны экспериментальные зависимости $\omega_r(H)$ образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Сплошными линиями показано моделирование $\omega_r(H)$ уравнением 1.

ля анизотропии, а также отсутствие заметной температурной зависимости намагниченности насыщения. Эти факторы согласуются с гипотезой кластерного магнетизма в тонких пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$.

В разделе 1.3 представлено изучение магнитодинамических свойств бислойной системы ЖИГ-ниобий (ЖИГ - железо-иттриевый гранат, $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), в которой сверхтонкая монокристаллическая пленка ЖИГ была эпитаксиально выращена на подложке гадолиниево-галлиевого граната, а пленка ниобия структурирована в виде копланарного волновода непосредственно на пленке ЖИГ. Результаты спектроскопии при криогенных температурах ниже и выше критической температуры ниобия $T_c \approx 9$ К показаны на рис. 2. Показано что вне зависимости от температуры спектр демонстрируют линейную зависимость линии ФМР от поля при $|\mu_0 H| > 0.2$ Т, что соответствует т.н. моде Киттеля для тонкой пленки в перпендикулярном магнитном поле, описывается выражением $\omega_r/\gamma = \mu_0(H - M_{eff})$ и указывает на значение эффективной намагниченности $\mu_0 M_{eff} \approx 0.2$ Т. При $|\mu_0 H| < 0.2$ Т спектр состоит из двух линий, обозначенных С и G. Установлено что разделение на несколько спектральных линий при $|H| < M_{eff}$ связано с формированием двух областей пленки ЖИГ с разными магнитными свойствами вблизи волновода. При этом, в целом пленка

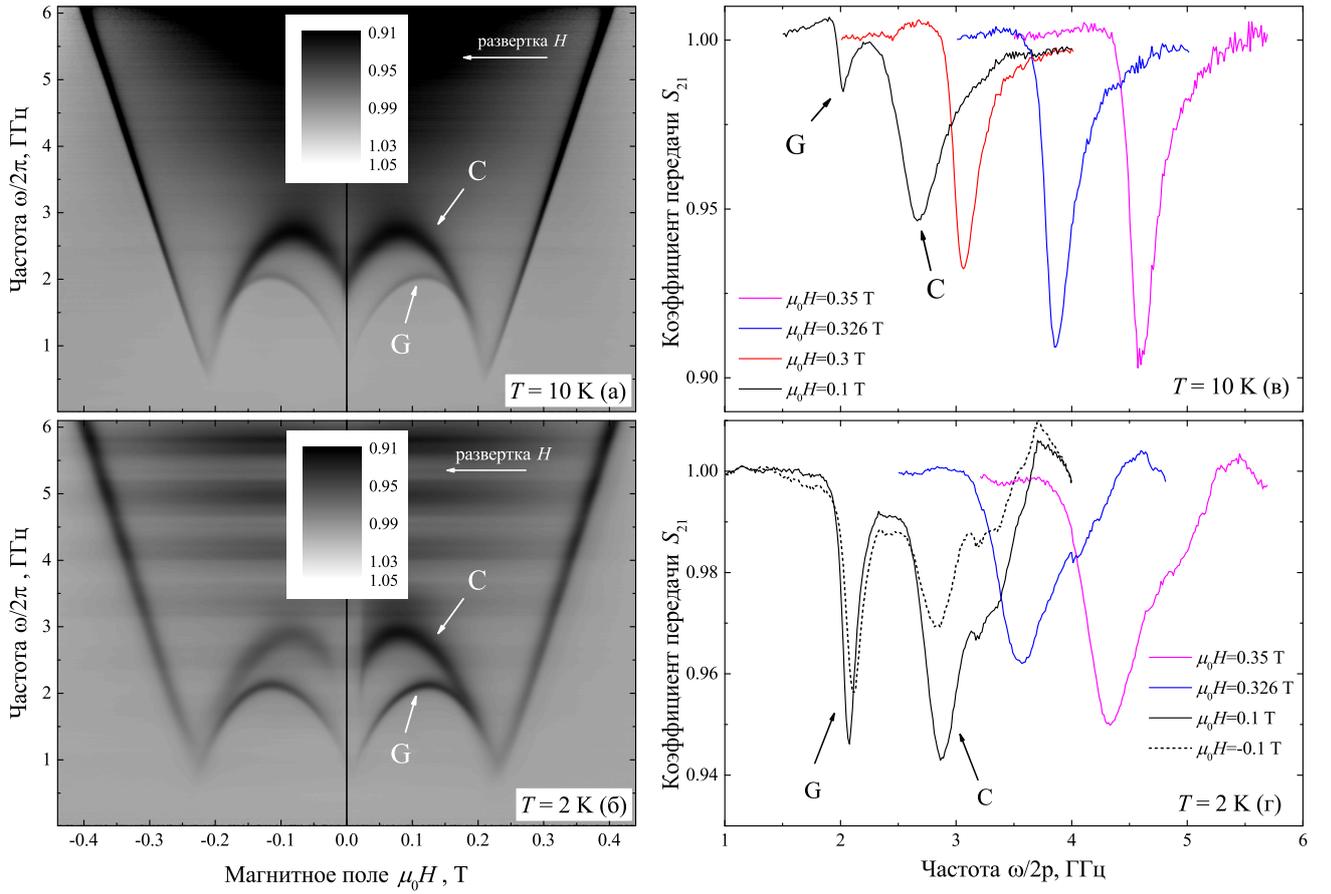


Рис. 2. а) и б) Спектры ФМР $|S_{21}(\omega, H)/S_{21}(\omega, \mu_0 H = 0.5 \text{ Т})|$ при $T = 10 \text{ К}$ (а) и $T = 2 \text{ К}$ (б). в) и г) Частотные зависимости $|S_{21}(f)|$ при нескольких значениях магнитного поля при $T = 10 \text{ К}$ (в) и $T = 2 \text{ К}$ (г). При измерениях магнитное поле изменялось от $+0.5$ до -0.5 Т (указано стрелками). Символами С и G обозначены спектральные линии.

ЖИГ остается однодоменной. Более высокочастотная линия С соответствует резонансу области ЖИГ, расположенной под передающей линией, а более низкочастотная линия G соответствует резонансу области ЖИГ, расположенной в зазоре волновода. Сделано предположение о том что разница в магнитных свойствах обусловлена поверхностными напряжениями на границе ЖИГ-ниобий. Аналитически, методом Шуля-Шмидта-Белджерса проведено моделирование спектральных линий и установлены магнитные характеристики пленки ЖИГ. Линия G характеризуется параметрами $\gamma/2\pi = 29.85 \text{ ГГц/Т}$, $\mu_0 M_s = 187.6 \text{ мТ}$, $k_1 = -0.16$, $k_2 = 0.18$, $k_u = -0.12$, $\theta = 1.4^\circ$, $\phi_h = 126^\circ$, $k_{a1} = 0.025$, $\alpha = 177^\circ$,

где k_1 , k_2 и k_u - безразмерные параметры кубической магнитокристаллической анизотропии и перпендикулярной одноосной анизотропии, соответственно, k_{a1} - параметр наведенной одноосной анизотропии вдоль волновода, θ и ϕ_h - сферические углы отклонения перпендикулярного поля от осей кристаллической структуры ЖИГ $[111]$ и $[01\bar{1}]$, соответственно. Линия С характеризуется анизотропией второго порядка вдоль волновода с безразмерными параметрами $k_{a1} = 0.121$ и $k_{a2} = -0.048$. Таким образом, установлена роль поверхностных напряжений в формировании магнитных свойств пленки ЖИГ.

При $T < T_c$ спектр состоит из тех же резонансных линий, что и при $T > T_c$. Эффект от сверхпроводимости проявляется в гистерезисе амплитуды поглощения линии ФМР при $|\mu_0 H| < 0.2$ Т: амплитуда ФМР сигнала значительно сильнее при убывании магнитного поля (положительные H на рис. 2б,г), чем при возрастании магнитного поля (отрицательные H на рис. 2б,г). Кроме того, при $T < T_c$ наблюдается подавление ФМР при малых полях $|\mu_0 H| < 0.02$ Т. Подробное изучение характеристик спектра в режиме ZFC (“zero-field-cooled”) и FC (“field-cooled”) позволило определить влияние намагниченности линии ниобия в сверхпроводящем критическом состоянии на ФМР спектр. Зависимость интенсивности ФМР от магнитного поля обусловлена переходами между основными состояниями сверхпроводящей пленки в перпендикулярном поле: состоянием Мейсснера, состоянием с частичным проникновением вихрей, и состоянием Бина с полным проникновением вихрей. Гистерезис интенсивности линии ФМР обусловлен пиннингом сверхпроводящих вихрей в пленке ниобия.

В разделе 1.4 представлен метод исследования единичных магнитных микроструктур с использованием высокочастотного сверхпроводящего резонатора. Принцип работы метода заключается во взаимодействии между стоячей электромагнитной волной резонатора и собственными ФМР модами микроструктуры: небольшие изменения восприимчивости, вызванные ФМР, приводят к изменению добротности и амплитуды сигнала резонатора. Широкополосные возможности обеспечиваются присутствием в спектре множества мод резонато-

ра. Такой подход во многом построен по аналогии с системами гибридизации магнов и микроволновых фотонов в гибридных схемах.

Разработан чип, состоящий из сверхпроводящего ниобиевого копланарного полуволнового резонатора на подложке кремния с основной частотой $\omega_0/2\pi = 740$ МГц и единичной ферромагнитной микроструктурой из пермаллоя размером $50 \times 7 \times 0.55$ мкм³. В одном случае длинная сторона образца пермаллоя ориентирована вдоль волновода и внешнего поля, в другом случае - перпендикулярно направлению волновода и внешнего поля. Сравнительное исследование ФМР при этих ориентациях позволяет выявить влияние анизотропии формы на динамику магнитного момента.

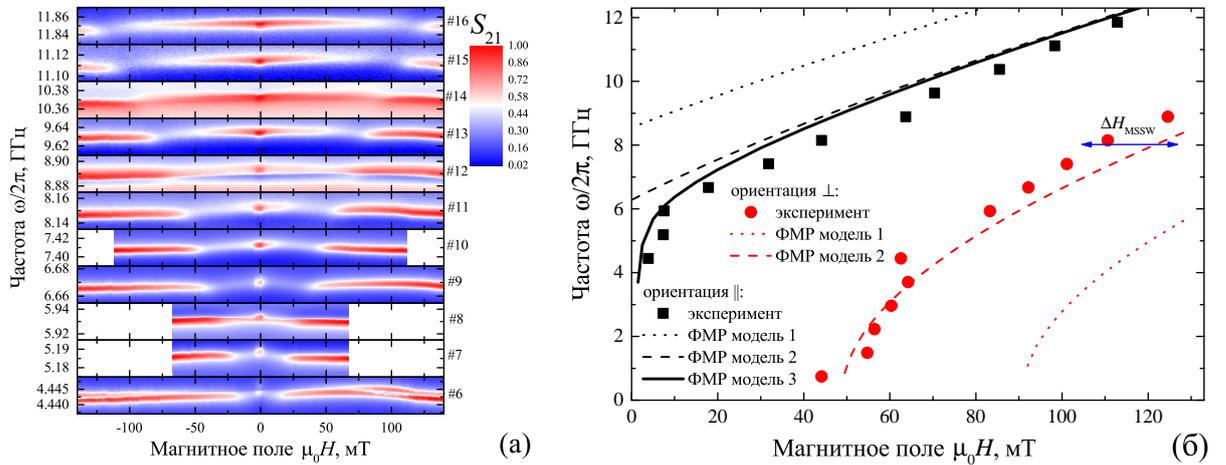


Рис. 3. а) Нормированные спектры передачи S_{21} вблизи резонансных частот мод $n(\#)$ для образца с параллельной ориентацией ферромагнетика. б) Экспериментальные и модельные зависимости $\omega_r(H)$.

Спектры передачи исследованных образцов состоят из множества резонансов при частотах $\omega_n/2\pi = n \times \omega_0/2\pi$. На рис. 3а показаны нормированные спектры $S_{21}(\omega, H)$ при частотах вблизи ω_n для образца с ориентацией вдоль поля. При изменении магнитного поля взаимодействие ферромагнетика с резонатором достигается для каждой резонансной моды $n \times \omega_0/2\pi$ в поле, при котором частота ФМР совпадает с частотой резонатора, что проявляется в падении добротности резонатора. Таким образом, из зависимости добротности от

поля для каждой моды ω_n получены зависимости $\omega_r(H)$ (показаны символами на рис. 3б). Зависимость $\omega_r(H)$ можно описать исходной формулой Киттеля для ферромагнетиков конечных размеров.

$$\left(\frac{\omega_r}{\mu_0\gamma}\right)^2 = (H + (N_y - N_x)M_s)(H + (N_z - N_x)M_s), \quad (2)$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, $\gamma = 1.856 \times 10^{11}$ ГГц/Т - гиромагнитное отношение, N_x - размагничивающий фактор образца в направлении вдоль внешнего магнитного поля, N_y - размагничивающий фактор в плоскости в направлении перпендикулярно полю, N_z - размагничивающий фактор в направлении перпендикулярно плоскости чипа.

Показано, что модельные линии $\omega_r(H)$, рассчитанные с использованием общеизвестного, т.н. магнитометрического размагничивающего фактора N , не согласуются с экспериментальным данным (ФМР модель 1 на рис. 3б). Это несовпадение обусловлено тем что для тонкопленочных ферромагнитных прямоугольников большой площади определяющим является т.н. флаксометрический размагничивающий фактор, т.е. коэффициент, определяющий собственное поле рассеяния, усредненное по поперечному сечению образца. Штриховыми линиями на рис. 3б показаны зависимости $\omega_r(H)$, рассчитанные с использованием флаксометрических размагничивающих факторов (ФМР модель 2). Расчетные линии $\omega_r(H)$ согласуются с экспериментальными данными в некотором диапазоне полей.

С помощью микромагнитного моделирования установлено что несовпадение экспериментальных и модельных зависимостей $\omega_r(H)$ при $\mu_0 H < 20$ мТ для ориентации образца вдоль волновода обусловлено размагничиванием, что приводит к эффективному уменьшению значения M_s в уравнении 2 (ФМР модель 3 на рис. 3б). Также, с помощью микромагнитного моделирования установлено что несовпадение экспериментальных и модельных зависимостей $\omega_r(H)$ при $\mu_0 H > 80$ мТ для ориентации образца перпендикулярно волноводу обусловлено возбуждением магнитостатических поверхностных спиновых волн, что приво-

дит к смещению резонансной линии на величину ΔH_{MSSW} (показано стрелкой на рис. 3б).

В заключении раздела приведена дискуссия о чувствительности и пределах применимости сверхпроводящих резонаторов для изучения резонансных свойств единичных ферромагнитных микроструктур.

В разделе 1.5 представлен подход к изучению резонансных свойств единичных ферромагнитных микроструктур с высокими характеристиками анизотропии с помощью распределенного джозефсоновского перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (S-I-S).

Отдельный класс сверхпроводящих устройств основан на т.н. одномерных длинных (распределенных) джозефсоновских туннельных переходах, размер которых в одном из измерений превышает джозефсоновскую глубину проникновения λ_J . Один из режимов работы длинного джозефсоновского перехода реализуется при нулевом или небольшом магнитном поле, где можно наблюдать челночную динамику солитонов. Солитон представляет собой ступень 2π в разности фаз φ через изолирующий барьер, который содержит квант магнитного потока Φ_0 . Двигаясь со скоростью \bar{v} вдоль перехода, солитон сопровождается импульсом напряжения, который может регистрироваться на любой границе перехода, а также импульсом магнитного потока. Проявлением динамики солитонов является последовательность равноудаленных ветвей постоянного напряжения V на вольт-амперной характеристике (ВАХ) перехода. Эти ветви характеризуются напряжением $V = N\Phi_0\bar{c}/L$, где N - количество солитонов, $\bar{c} = \lambda_J\omega_J$ - предельная скорость солитона в перехода (т.е. скорость Свихарта), ω_J - джозефсоновская плазменная частота, а L - длина перехода, и известны как ступени нулевого поля (zero-field steps, ZFS). Длинный джозефсоновский переход в динамическом режиме может эффективно взаимодействовать с внешней средой, что отражается соответствующим образом на ВАХ.

Предложено и численно исследовано гибридное устройство, состоящее из длинного джозефсоновского перехода, взаимодействующего с единичной ферро-

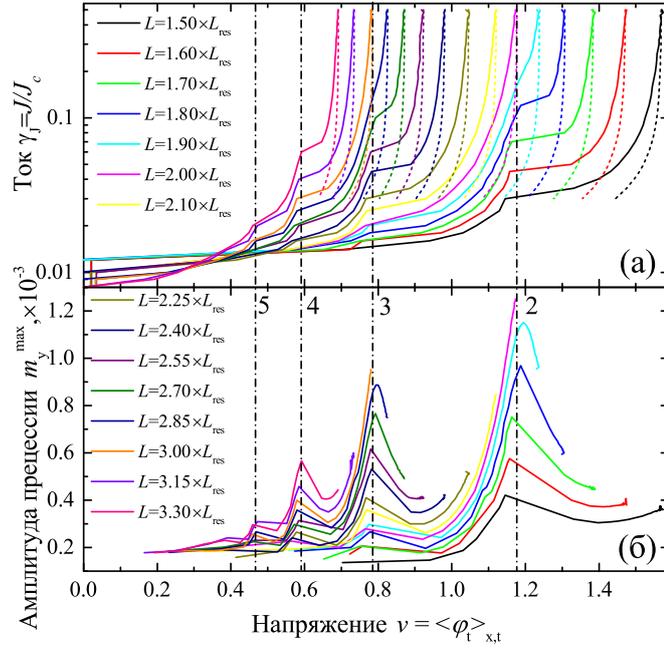


Рис. 4. а) Вольт-амперные характеристики в нормированных единицах измерения для длинного джозефсоновского перехода Nb-AlO_x-Nb взаимодействующего с FePt. Пунктирные линии соответствующего цвета показывают асимптотические вольт-амперные зависимости в отсутствии ферромагнетика. Пунктирные линии с номером n указывают напряжение, где $n f_J = f_r$. б) Амплитуда прецессии намагниченности в ферромагнитном слое.

магнитной микроструктурой, со следующим принципом работы. Солитон, движущийся челночным образом, генерирует небольшое переменное магнитное поле с частотой f_J . Переменное поле от солитона взаимодействует с ферромагнитной микроструктурой вызывая пространственно неоднородную прецессию ее намагниченности. Неоднородная прецессия магнитного момента, в свою очередь, создает соответствующее пространственно неоднородное периодическое магнитостатическое поле в длинном джозефсоновском переходе и оказывает влияние на динамику солитона. Эта синхронизация отражается на ВАХ: при совпадает f_J с частотой ферромагнитного резонанса f_r , на вольт-амперных характеристиках формируется ступенчатая особенность, соответствующая синхронизации солитонов с резонансной прецессией магнитного момента. Поскольку частота $f_J \sim 1/L$, ее можно согласовать с f_r , путем подбора длины устройства.

Для изучения характеристик устройства численно решалась система уравнений син-Гордона и Ландау-Лифшица-Гильберта с соответствующими начальными и граничными условиями. Рассматривалось взаимодействие длинного джозефсоновского перехода на основе структуры Nb-AlO_x-Nb с ферромагнитной микроструктурой из сплава FePt со сверхвысокой перпендикулярной анизотропией, а также джозефсоновского перехода на основе структуры MgB₂-AlN-NbN с ферромагнитной микроструктурой из сплава CoFeB с высокой продольной анизотропией. В качестве примера, на рисунке 4а показаны вольт-амперные характеристики устройства при изменении его длины L от $1.5L_r$ до $3.3L_r$. За исключением $L = 1.5L_r$, все ВАХ и зависимости амплитуды прецессии магнитного момента от напряжения $m_y^{max}(v)$ (рис. 4б) указывают на два значения резонансного напряжения: одно при $f_r = nf_J$ и следующее при $f_r = (n + 1)f_J$. Наблюдаются взаимодействия с модами от $n = 2$ до $n = 5$. При этом, в ферромагнитной микроструктуре формируется магнитостатическая стоячая волна, длина которой λ_F соответствует гармонике $n\lambda_F/2 = L$.

Результаты первой главы опубликованы в следующих работах:

I.A. Golovchanskiy et al., J. Appl. Phys. 120, 163902 (2016); I.A. Golovchanskiy et al., Phys. Rev. Appl. 11, 044076 (2019); I.A. Golovchanskiy et al., J. Appl. Phys. 123, 173904 (2018); I.A. Golovchanskiy et al., Supercond. Sci. Technol., 30, 054005 (2017), SUST highlights of 2017.

Во второй главе представлено изучение законов дисперсии спиновых волн в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик. Рассмотрены как индуктивное так и электронное взаимодействия между подсистемами.

В разделе 2.2 экспериментально и теоретически продемонстрировано изменение закона дисперсии магнитостатических поверхностных спиновых волн при гибридизации ферромагнитной подсистемы со сверхпроводящей. По аналогии с разделами 1.2 и 1.3 проведена спектроскопия бислойной тонкопленочной структуры пермаллой-ниобий, состоящей из ниобиевого копланарного волновода и микроструктур из пермаллоя толщиной 90 нм и латеральными размерами

1100×130 мкм², расположенных на передающей линии волновода. На рисунке 5а показан нормированный спектр передачи $S_{21}(\omega, H)$ при $T < T_c$ волновода. Спектр состоит из основной ФМР линии при более низких частотах и нескольких дополнительных более слабых резонансных линий при более высоких частотах. Дополнительные линии представляют собой спин-волновые резонансы (СВР) и обозначены стрелками на рис. 5а. На рис. 5б показаны зависимости резонансных частот от поля $\omega_r(H)$. При $T > T_c$ линии СВР исчезают и остается только линия ФМР, наблюдаемая при несколько более низких частотах (см. вставку на рис. 5б).

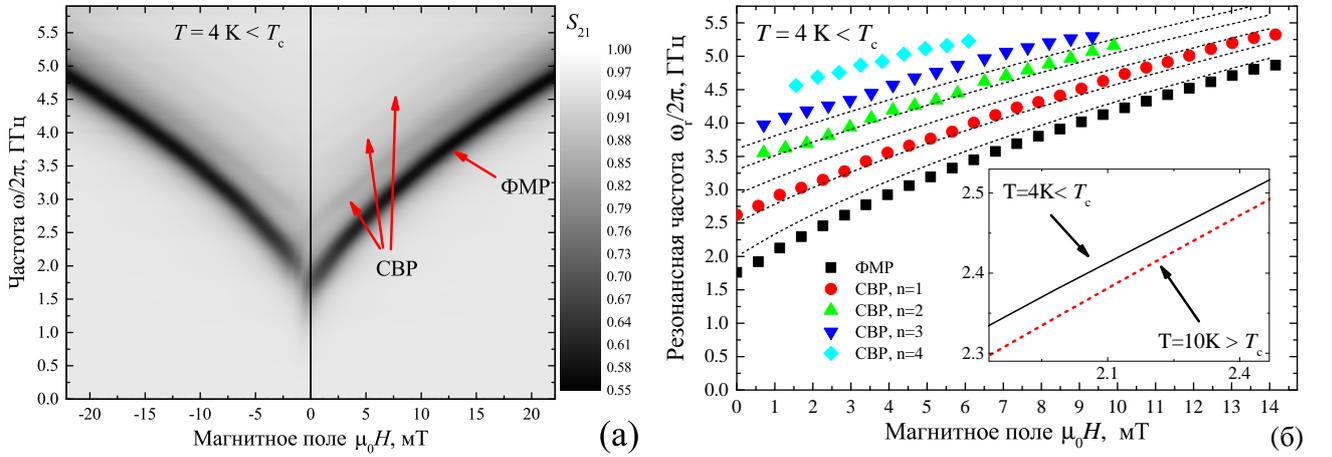


Рис. 5. а) Спектр гибридной системы при $T < T_c$. Стрелками на (а) указаны спектральные линии. б) Зависимости $\omega_r(H)$. Пунктирными линиями на (б) показаны $\omega_r(H)$ классических спин-волновых резонансов в геометрии поверхностных спиновых волн (уравнение 3).

Установлено что линии СВР при $T < T_c$ (рис. 5), можно идентифицировать как резонансное поглощение стоячими магнитостатическими поверхностными спиновыми волнами. Поверхностные моды наблюдаются с волновым вектором в плоскости пленки перпендикулярно направлению поля и удовлетворяют следующему закону дисперсии

$$(\omega_r/\mu_0\gamma)^2 = (H + H_a)(H + H_a + M_{eff}) + M_s^2(1 - \exp(-2kd))/4, \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ - волновой вектор, λ - длина спиновой волны, d - толщина плен-

ки. При резонансе стоячих поверхностных волн λ согласуется с шириной ферромагнитного образца W , а граничные условия подразумеваются закрытыми. Пунктирными линиями на рис. 5б показаны СВР линии поверхностных волн с длинами волн $(2n - 1)\lambda_n/2 = W = 130$ мкм и $n = 1, 2, \dots, 5$. Полученные аналитически СВР линии находятся в том же диапазоне частот, что и наблюдаемые экспериментально, что подтверждает природу линий СВР, но не совпадают с экспериментальными, что свидетельствует о влиянии сверхпроводимости на закон дисперсии спиновых волн.

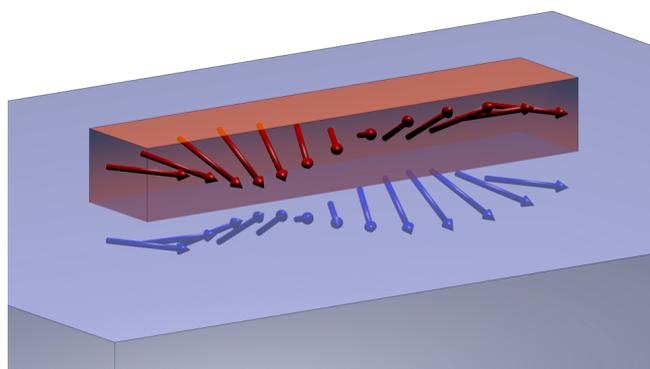


Рис. 6. Иллюстрация метода изображений. Ферромагнетик конечных размеров (показан красным) помещен на полу-бесконечную поверхность сверхпроводника (показан синим). Сверхпроводник экранирует магнитостатические поля рассеяния ферромагнетика. Такое взаимодействие эквивалентно взаимодействию ферромагнитных спинов (красные стрелки) с их зеркального изображения относительно сверхпроводящей поверхности (синие стрелки).

Установлено что влияние базового свойства сверхпроводимости, а именно идеального диамагнетизма или эффекта Мейсснера, приводит к изменениям закона дисперсии. Поверхность передающей линии сверхпроводящего ниобиевого волновода, находясь в непосредственной близости от прецессирующих магнитных моментов в ферромагнетике, экранирует переменные магнитостатические поля рассеяния и, в свою очередь, влияет на эффективное магнитное поле, действующее на магнитные моменты ферромагнетика. Такой механизм может быть проиллюстрирован с помощью метода изображений, как магнито-

статическое взаимодействие магнитных моментов ферромагнетика $\vec{M}(x, y, z) = (M_x, M_y, M_z)$, расположенных на расстоянии z над сверхпроводящей поверхностью $x-y$ с магнитными моментами их зеркального отображения $\vec{M}_{im}(x, y, -z) = (M_x, M_y, -M_z)$ (см. рис. 6).

Проведено микромагнитное моделирование динамики магнитного момента в соответствующих структурах с использованием метода изображений. Получено количественное совпадение между экспериментальными и модельными данными, что подтверждает утверждение о влиянии эффекта Мейсснера на закон дисперсии поверхностных спиновых волн, а также применимость метода изображений для моделирования динамики магнитного момента бислойных структур. Показано, что исходя из резонансных характеристик фазовая скорость поверхностных спиновых волн в бислойной гибридной структуре примерно в 1.5 раз выше чем фазовая скорость в ферромагнитной пленке.

В разделе 2.3 представлено численное исследование законов дисперсии спиновых волн, которые распространяются в двухслойной системе ферромагнетик-сверхпроводник. Взаимодействие между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами представлено с помощью метода изображений. Рассмотрены магнитостатические поверхностные спиновые волны, обратные объемные спиновые волны, а также коротковолновые поверхностные спиновые волны в режиме обменного взаимодействия.

Установлено что в целом для спиновых волн в тонкопленочной геометрии при намагниченности в плоскости взаимодействие со сверхпроводником существенно увеличивает их фазовую скорость. Кроме того, в геометрии магнитостатических поверхностных спиновых волн наблюдается сильная невзаимность закона дисперсии: фазовая скорость зависит от направления распространения волны. В качестве примера, на рис. 7 показаны законы дисперсии поверхностных магнитостатических спиновых волн в пленке пермаллоя толщиной 100 нм в присутствии и отсутствии сверхпроводящего экранирования.

Черные сплошные линии на рис. 7 показывают закон дисперсии спиновых

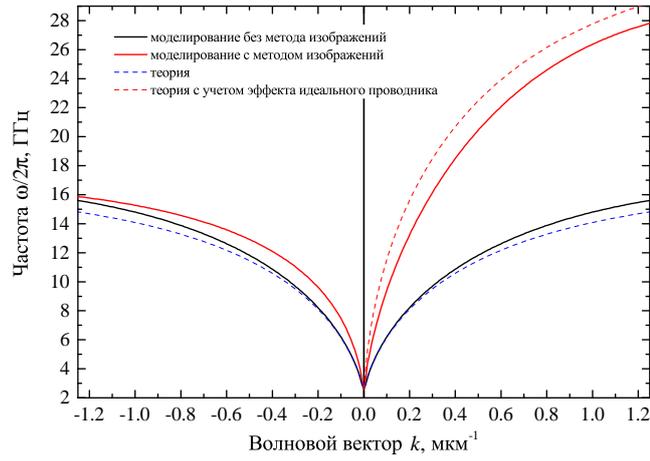


Рис. 7. Законы дисперсии спиновых волн в пленке пермаллоя толщиной 100 нм в геометрии поверхностных магнитостатических спиновых волн при $H/M_s = 3.3 \times 10^{-3}$.

волн в отсутствии взаимодействия со сверхпроводником, полученный с помощью микромагнитного моделирования. Синие пунктирные линии показывают закон дисперсии в отсутствие взаимодействия со сверхпроводником, рассчитанный с использованием выражения 3. Расчетные и экспериментальные линии закона дисперсии хорошо согласуются, что указывает на применимость метода моделирования. Красные сплошные линии на рис. 7 показывают закон дисперсии в ферромагнитной пленке, размещенной на поверхности сверхпроводника, полученный с помощью микромагнитного моделирования в сочетании с методом изображений (рис. 6). Из рисунка видно, что магнитостатическое взаимодействие спиновых волн со сверхпроводящей поверхностью значительно увеличивает фазовую скорость ω/k . Также наблюдается невзаимность: увеличение фазовой скорости в основном происходит для положительных волновых числах. Например, при $k/2\pi = +1 \text{ мкм}^{-1}$ частота увеличивается с $\omega/2\pi = 14.8 \text{ ГГц}$ до $\omega/2\pi = 26.4 \text{ ГГц}$, т.е. почти в 2 раза, тогда как для $k/2\pi = -1 \text{ мкм}^{-1}$ частота увеличивается с $\omega/2\pi = 14.8 \text{ ГГц}$ только до $\omega/2\pi = 15.3 \text{ ГГц}$, т.е. всего на 3%.

Невзаимность, является известным свойством поверхностных спиновых волн: энергия волнового процесса локализуется на одной из поверхностей плен-

ки в зависимости от направления распространения волны по отношению к внешнему полю. В связи с этим любая несимметрия пленки или ее окружения вдоль поперечного сечения приводит возникновению невзаимности. Например, ранее показано что при распространении поверхностных спиновых волн в ферромагнитной пленке, помещенной на поверхность идеального проводника, полоса частот для положительного k увеличивается вдвое по сравнению с полосой частот для отрицательного k (в уравнении 3 для положительных k последнее слагаемое учетверяется, показано красной штриховой линией на рис. 7).

В разделе 2.4 представлено подробное экспериментальное исследование влияния сверхпроводящей близости в трехслойных гибридных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (S-F-S) на динамику магнитного момента в ферромагнитном слое.

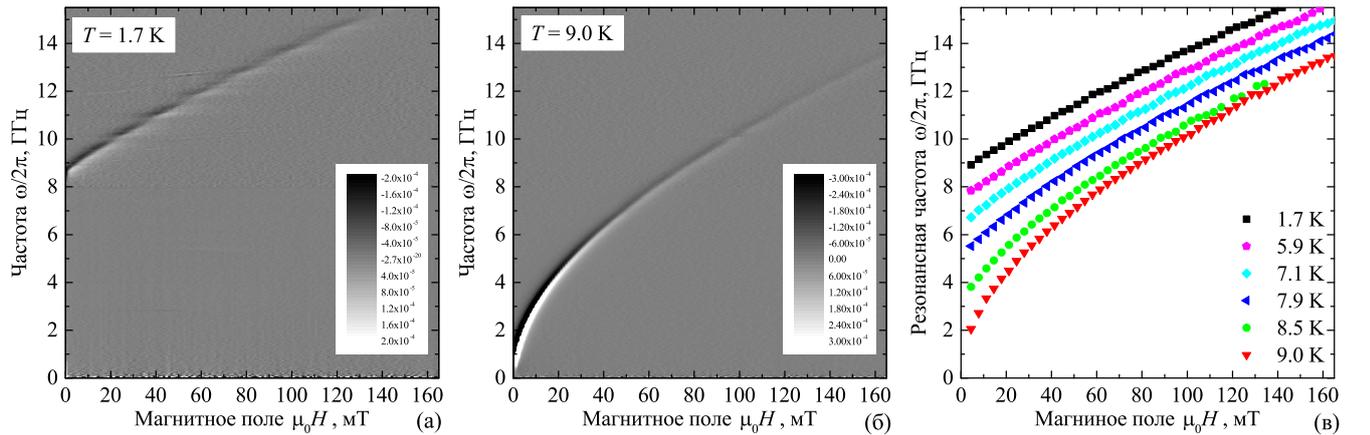


Рис. 8. а,б) Спектры $dS_{21}(\omega, H)/dH$ образца S1 при $T = 2 \text{ K} > T_c$ (а) и $T = 9 \text{ K} \approx T_c$ (б). в) Зависимости $\omega_r(H)$ для образца S1 при различных температурах.

На рисунке 8 представлено изучаемое явление для образца S1, который представляет собой трехслойную структуру Nb-Pu-Nb с толщинами слоев Nb 110 нм и толщиной слоя Pu 19 нм. На рисунках 8а,б показаны ФМР спектры $dS_{21}(\omega, H)/dH$ при температуре $T = 2 \text{ K}$ ниже сверхпроводящей критической температуры ниобия T_c (а) и при $T = 9 \text{ K} \approx T_c$ (б). Оба спектра содержат единственную спектральную линию. На рисунке 8в собраны резонансные ли-

нии $\omega_r(H)$, полученные для различных температур. Рисунок 8в демонстрирует изучаемое явление: при понижении температуры ниже T_c линия $\omega_r(H)$ смещается в сторону более высоких частот.

Линии $\omega_r(H)$ на рис. 8в подчиняются известной зависимости Киттеля для тонких ферромагнитных пленок, намагниченных в плоскости:

$$(\omega_r/\mu_0\gamma)^2 = (H + H_a)(H + H_a + M_{eff}), \quad (4)$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, $\gamma = 1.856 \times 10^{11}$ Гц/Т - гиромагнитное соотношение пермаллоя, H_a - поле одноосной анизотропии, направленной вдоль внешнего поля, $M_{eff} = M_s + M_a$ - эффективная намагниченность, которая учитывает намагниченность насыщения M_s и поле перпендикулярной анизотропии M_a . При моделировании линий ФМР на рис. 8в с помощью уравнения 4 получены зависимости $H_a(T)$ и $M_{eff}(T)$ (показаны черными квадратными символами на рис. 9). Изменения анизотропий H_a и $M_a = M_{eff} - M_s$ при $T < T_c$ однозначно связаны с воздействием сверхпроводимости на динамику магнитного момента. Зависимость $H_a(T)$ можно описать выражением

$$H_a = H_{a0}(1 - (T/T_c)^p), \quad (5)$$

где H_{a0} - поле анизотропии при нулевой температуре, T_c - критическая температура, p - свободный параметр. Моделирование $H_a(T)$ с помощью уравнения 5 показано на рис. 9а зеленой линией. В результате моделирования получено значение $\mu_0 H_{a0} = 77$ мТ. Эффективная намагниченность также демонстрирует температурную зависимость: при охлаждении $\mu_0 M_{eff}$ падает примерно на 70 мТ. Значения падение намагниченности $-\Delta M_{eff}$ и поле одноосной анизотропии H_a при $T = 2$ К примерно соответствуют друг другу.

Далее, установлено того что для реализации воздействия сверхпроводимости на динамику магнитного момента необходимы оба сверхпроводящих слоя, а также электронное взаимодействие на обоих интерфейсах S-F. Исследован образец S2, состоящий из трехслойных структур S(Nb 110 нм)-F(Пу 19 нм)-s'(Nb'

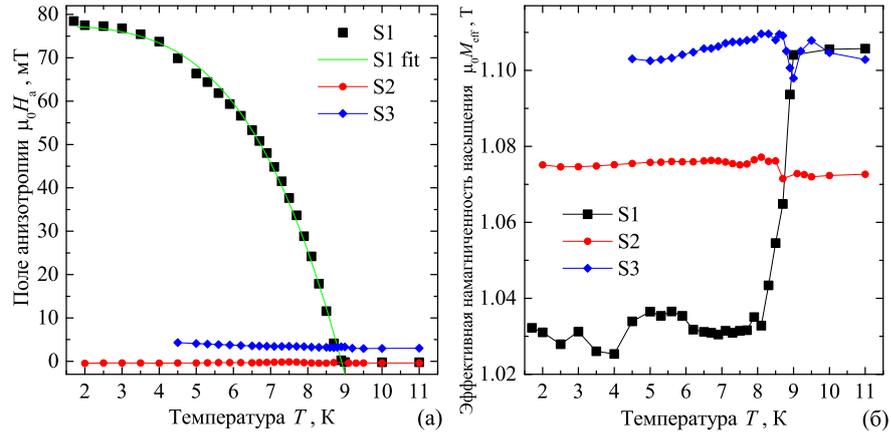


Рис. 9. Зависимости $H_a(T)$ (а) и $M_{eff}(T)$ (б). Зеленая линия на (а) показывает моделирование $H_a(T)$ с помощью уравнения 5 и параметров $\mu_0 H_{a0} = 77$ мТ, $T_c = 9.0$ К, $p = 3.7$.

7 нм), где слой Nb' не является сверхпроводящим. Спектры ФМР образца S2 не показали заметной температурной зависимости. Зависимости $H_a(T)$ и $M_{eff}(T)$ для образца S2 приведены на рис. 9. Исследован образец S3, состоящий из четырехслойных структур S(Nb 110 нм)-F(Pu 19 нм)-I(AlO_x 10 нм)-S(Nb 110 нм) с толщинами слоев Nb и Pu, аналогичными образцу S1, и с дополнительным изоляционным слоем I на одном из S-F интерфейсов. Спектры ФМР образца S3 также не показывают заметной температурной зависимости, как и для образца S2 (см. $H_a(T)$ и $M_{eff}(T)$ на рис. 9).

Далее, проведено исследование зависимости эффекта от толщины ферромагнитного слоя. Показано что сдвиг частоты увеличивается с увеличением толщины ферромагнитного слоя. При этом, достигнуты наиболее высокие частоты ФМР и соответствующие значения анизотропий среди всех ферромагнитных систем с плоскостной намагниченностью. Представлена дискуссия о возможных механизмах влияния сверхпроводимости на динамику магнитного момента в трехслойных структурах. Сделан вывод о том что механизм возникновения явления остается неизвестным даже на качественном уровне.

Результаты второй главы опубликованы в следующих работах:
I.A. Golovchanskiy et al., Adv. Func. Mater. 28, 1802375 (2018); I.A. Golovchanskiy

et al., J. Appl. Phys. 124, 233903 (2018); I.A. Golovchanskiy et al., Phys. Rev. Appl. 14, 024086 (2020).

В третьей главе представлены подходы к созданию магнонных кристаллов на основе гибридных структур сверхпроводник-ферромагнетик. Магнонные кристаллы - это магнитные метаматериалы с периодической модуляцией любого магнитного параметра, имеющего отношение к закону дисперсии спиновых волн. Магнонные кристаллы можно рассматривать как магнитный аналог фотонных кристаллов. Их основной характеристикой является наличие разрешенных и запрещенных зон для распространения спиновых волн. В этой главе рассмотрены периодические гибридные структуры на основе магнитостатического взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами, а также на основе электронного взаимодействия за счет сверхпроводящего эффекта близости.

В разделе 3.2 экспериментально изучается динамика магнитного момента в модельной периодической микроструктуре, состоящей из ферромагнитной тонкой пленки, взаимодействующей индуктивно со сверхпроводящей периодической микроструктурой. Результаты спектроскопии такой гибридной системы свидетельствуют об образовании в среде областей с различной дисперсией спиновых волн, что является основным требованием для создания магнонных кристаллов. Спектр позволяет установить и количественно описать влияние сверхпроводящей микроструктуры на закон дисперсии за счет диамагнетизма сверхпроводящей подсистемы. Кроме того, в спектре отражена зависимость сверхпроводящего состояния микроструктур от внешнего поля: различаются мейснеровское и смешанное состояния сверхпроводника второго рода.

В разделе 3.3 представлены результаты микромагнитного моделирования зонной структуры гибридных магнонных кристаллов в геометрии поверхностных спиновых волн и обратных объемных спиновых волн.

В первой части раздела рассматривается индуктивное взаимодействие между подсистемами. В качестве примера, на рис. 10а показан спектр спиновых

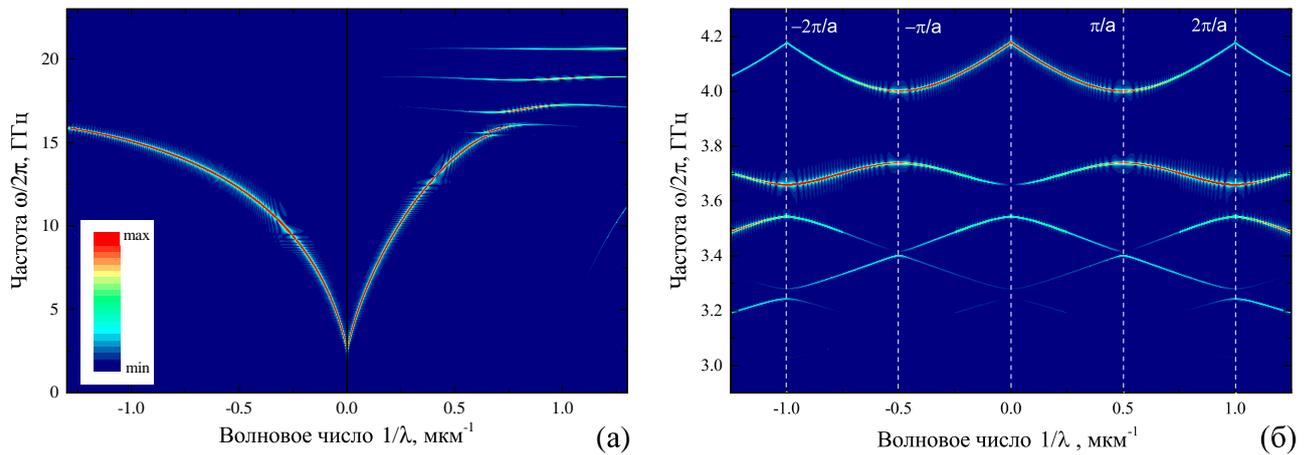


Рис. 10. Спектр спиновых волн гибридных магнонных кристаллов. а) Спектр спиновых волн в геометрии поверхностных магнитостатических волн при $\mu_0 H = 3.8$ мТ. б) Спектр спиновых волн в геометрии обратных объемных волн при $\mu_0 H = 15$ мТ.

волн магнонного кристалла в геометрии поверхностных магнитостатических волн для структуры, состоящей из пленки пермаллоя толщиной 100 нм и сверхпроводящих полос с поперечным сечением 0.7×0.3 мкм², расположенных с периодом 1 мкм. Наблюдается явная невзаимность зонной структуры: часть спектра с положительными волновыми числами содержит запрещенные зоны, а часть спектра с отрицательными волновыми числами непрерывна. Невзаимность зонной структуры является следствием общей невзаимности поверхностных спиновых волн. Несимметричное расположение сверхпроводящей структуры приводит к эффективному взаимодействию динамики магнитного момента со сверхпроводящими полосами исключительно для спиновых волн с положительными k . Кроме того, запрещенные зоны сформированы при волновых числах, которые не соответствуют волновым числам Бриллюэна $\propto 1/a$. Такие запрещенные зоны называются непрямыми и появляются как следствие невзаимности закона дисперсии. Запрещенные зоны с большими номерами, расположенные на более высоких частотах, имеют большую ширину. Этот эффект является результатом более эффективного взаимодействия сверхпроводящих полос с более короткими спиновыми волнами. Показано что в целом при постоянном периоде структуры

частота, ширина и волновые числа запрещенных зон зависят от размеров сверхпроводящих полос.

На рис. 10б показан спектр спиновых волн магнетонного кристалла в геометрии обратных объемных волн для структуры, состоящей из пленки пермаллоя толщиной 100 нм и сверхпроводящих полос с поперечным сечением 0.5×0.3 мкм², расположенных с периодом 1 мкм. Запрещенные зоны формируются при волновых числах Бриллюэна $\propto 1/a$, которые обозначены пунктирными линиями. Первые две запрещенные зоны сформированы при частотах $\omega/2\pi = 3.87$ ГГц и 3.6 ГГц с шириной запрещенных зон $\Delta\omega/2\pi = 0.26$ ГГц и 0.1 ГГц, соответственно. Запрещенные зоны более высокого порядка формируются на более низких частотах вследствие отрицательной групповой скорости спиновых волн в геометрии обратной объемной моды. При этом, ширина запрещенной зоны $\Delta\omega/2\pi$ более высокого порядка, уменьшается по сравнению с шириной запрещенной зоны более низкого порядка. В геометрии обратных волн зонная структура формируется за счет модуляции постоянного магнитостатического поля вдоль направления распространения волн.

Во второй части раздела, на примере геометрии поверхностных волн рассмотрено влияние амплитуды возбуждения на зонную структуру магнетонных кристаллов. Подразумевается что амплитуды полей рассеяния могут превышать критическое поле в сверхпроводящей подсистеме, что приводит к нелинейному поведению спектра. Показаны закономерности деградации спин-волнового спектра в зависимости от амплитуды.

В третьей части раздела рассматривается зонная структура гибридных магнетонных кристаллов в присутствии эффекта сверхпроводящей близости (см. раздел 2.4). Учитывалось как магнитостатическое, так и локальное взаимодействия между подсистемами. На рисунке 11а показан спектр гибридной структуры, который состоит из чередующихся участков F и S-F-S с периодом решетки $a = 1$ мкм, шириной участков F 0.5 мкм, и толщиной микроструктур S 120 нм. Спектр состоит из разрешенных и запрещенных зон, запрещенные зоны фор-

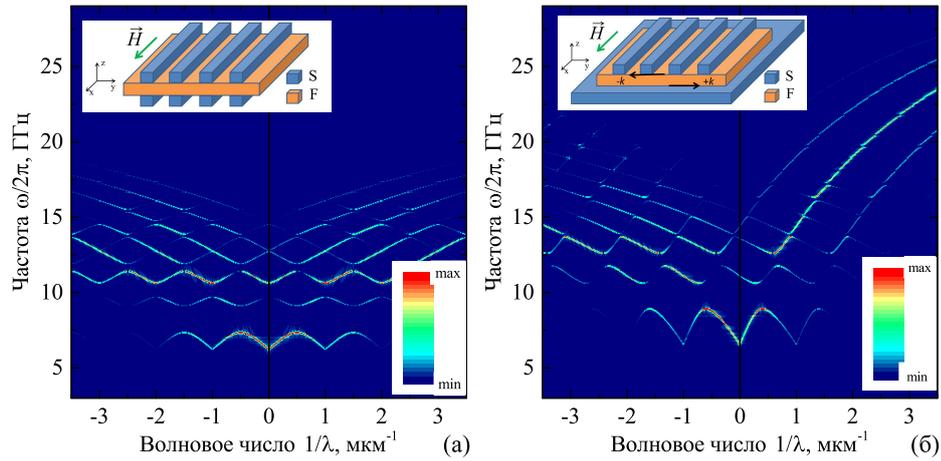


Рис. 11. Спектры спиновых волн в гибридных S-F-S системах в геометрии поверхностных магнитостатических спиновых волн при наличии магнитостатического взаимодействия между сверхпроводящими и ферромагнитными элементами системы и при наличии эффекта сверхпроводящей близости. Гибридные системы схематически изображены на соответствующих вставках.

мируются при волновых числах Бриллюэна $1/\lambda = n/2a$. Ширина запрещенной зоны уменьшается при более высоких частотах. Например, ширина первой низкочастотной запрещенной зоны составляет около 1.8 ГГц, а ширина второй запрещенной зоны составляет 1 ГГц.

На рисунке 11б показан спектр для альтернативной реализации гибридного магнонного кристалла, который состоит из чередующихся участков F-S и S-F-S. Сверхпроводящая подсистема под ферромагнитной пленкой образует сплошной слой, поэтому структура пространственно несимметрична. Для этой структуры при моделировании используются аналогичные геометрические параметры: период решетки $a = 1$ мкм, ширина F-S сегментов 0.5 мкм, толщина микроструктур S 120 нм. Спектр состоит из разрешенных и запрещенных зон. Ширина запрещенных зон сопоставима с шириной запрещенных зон симметричной структуры на рис. 11а, однако пространственная асимметрия вызывает невзаимность спектра и непрямоe расположение запрещенных зон по отношению к волновым числам Бриллюэна.

В обоих случаях эффект близости в участках S-F-S является доминирующим для образования запрещенных зон. Однако диамагнетизм сверхпроводящей подсистемы влияет на положение (частоту и волновое число) разрешенных и запрещенных зон.

Результаты третьей главы опубликованы в следующих работах:

I.A. Golovchanskiy et al., Adv. Sci. 6, 1900435 (2019); I.A. Golovchanskiy et al., J. Appl. Phys. 127, 093903 (2020); I.A. Golovchanskiy et al., Phys. Rev. Appl. 14, 024086 (2020); A. Chumak et al., IEEE Trans. Magn. 58, 0800172 (2022).

В четвертой главе представлены исследования гибридных структур сверхпроводник-ферромагнетик, в которых впервые реализовано т.н. сверхсильное фотон-магнонное взаимодействие на чипе. Принципиальным ограничением для развития гибридной квантовой магноники выступает слабое взаимодействие между фотонами и магнонами. Это ограничение можно обойти либо радикальным увеличением количества спинов в гибридной системе, как поступают в магнонных системах на основе объемных резонаторов, либо проектированием оптимизированных микроволновых чипов с сильными локальными электромагнитными полями, взаимодействующими с магнитными микроструктурами. При использовании обоих подходов реализация масштабируемых гибридных магнонных систем на чипе со возможностью проектировать характеристики фотон-магнонного взаимодействия остается недостижимой. Проблема неэффективного взаимодействия фотонов с магнонами также актуальна и в классических магнонных устройствах. В четвертой главе представлена реализация сверх-сильного и “глубокого” сильного фотон-магнонного взаимодействия на чипе. Ключевым фактором рассматриваемых систем является существенное уменьшение фазовой скорости электромагнитных волн в тонкопленочных структурах сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник. Это позволяет радикально уменьшить объем электромагнитной резонансной моды и тем самым усилить фотон-магнонное взаимодействие.

Изучены два типа систем: многослойные структуры S-I-S-F-S (раздел 4.2)

и структуры S-I-F-S (раздел 4.3). Особенностью систем S-I-S-F-S является наличие сегмента S-F-S, в котором присутствует влияние эффекта близости на собственные частоты ферромагнитного слоя (см. раздел 2.4). Подробное исследование спектров этих систем при различных температурах позволило предложить и опробовать микроскопическую модель фотон-магнонного взаимодействия.

В системе S-I-F-S взаимодействие между электромагнитной и ферромагнитной системами достигает максимальной величины, что позволило установить квантово-механическую модель фотон-магнонного взаимодействия в представленных системах. Схематическое изображение структуры S-I-F-S показано на рис. 12. Система состоит из сверхпроводящего (S) копланарного волновода и серии многослойных прямоугольных тонкопленочных гетероструктур изолятор-ферромагнетик-сверхпроводник (I-F-S), размещенных непосредственно на линии передачи.

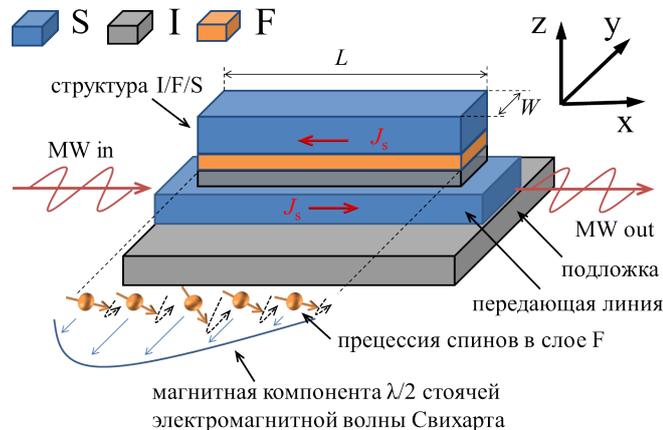


Рис. 12. Схематическое изображение образца S-I-F-S. Серия прямоугольных тонкопленочных структур I-F-S длиной $L = 1.1$ мм и шириной $W = 130$ мкм размещена непосредственно на передающей линии сверхпроводящего (S) копланарного волновода. Магнитное поле H приложено в плоскости вдоль оси x . Стрелки с обозначениями MW in/out иллюстрируют микроволновую передачу.

Структуру S-I-F-S следует рассматривать как комбинацию двух взаимодействующих осцилляторов. Первая подсистема - это электромагнитный резонатор.

натор, который образован двумя сверхпроводящими слоями, разделенными диэлектриком. В электромагнитном резонаторе фазовая скорость Свихарта описывается выражением $\bar{c} = c_0 \sqrt{d_I / \varepsilon_I (2\lambda_L + d_I + d_F)}$, где c_0 - скорость света, $d_{I(F)}$ - толщины изолирующего (ферромагнитного) слоя, ε_I - диэлектрическая проницаемость слоя I, а λ_L - лондоновская глубина проникновения слоев S. Учитывая $\varepsilon_I \approx 10$ для Si и $\lambda_L \approx 80$ нм в Nb, полученная фазовая скорость в электромагнитном резонаторе $\bar{c} \approx 0.007c_0$ соответствует резонансной частоты Свихарта $\omega_s/2\pi = \bar{c}/2L \approx 9.7$ ГГц для полуволнового резонатора. Вторая подсистема - это обычная ферромагнитная пленка пермаллоя, помещенная внутри микроволнового резонатора.

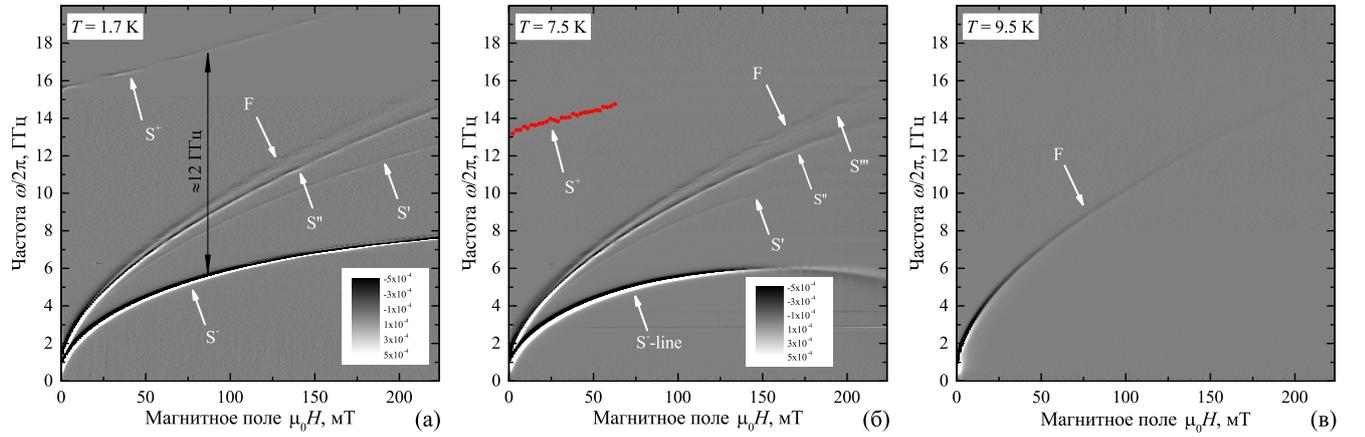


Рис. 13. Спектры передачи $d|S_{21}|(f, H)/dH$, полученные при различных температурах ниже (а,б) и выше (в) T_c ниобия. Температуры указаны на спектрах. Черная стрелка на (а) иллюстрирует расщепление $2g/2\pi \approx 12$ ГГц. Красным на (б) выделена резонансная линия S^+ .

На рисунке 13 показаны спектры микроволновой передачи исследуемого образца при температурах выше и ниже сверхпроводящей критической температуры Nb. При $T < T_c$ (рис. 13а,б) спектр состоит из пяти и более резонансных линий, которые идентифицированы следующим образом: (i) линии S^+ и S^- являются линиями антикроссинга двух связанных осцилляторов, что свидетельствует о когерентном взаимодействии между электромагнитным резонатором

Свихарта и ферромагнитным слоем; (ii) линия F соответствует ФМР поглощению краевыми участками микроструктур из пермаллоя; (iii) дополнительные линии S' и S'' (и S''' на рис. 13б) появляются вследствие взаимодействия мод более высокого порядка. О сверхсильном взаимодействии между электромагнитным и ферромагнитным резонаторами свидетельствует большое расщепление $2g/2\pi$ линий S⁺ и S⁻, превышающим 10 ГГц по сравнению с оценочной резонансной частотой Свихарта 9.7 ГГц, т.е. $g/\omega_s \gg 0.1$. Режим сверхсильного взаимодействия достигается за счет (i) уменьшенного магнитного объема V_m электромагнитного резонатора Свихарта $g \propto 1/\sqrt{V_m}$ вследствие подавления скорость распространения электромагнитных волн \bar{c} , и благодаря (ii) максимизации амплитуды микроволнового магнитного поля в слое F. При $T > T_c$ (рис. 13в) все спектральные линии, кроме линии F, исчезают, а положение линии F остается неизменным.

По отдельности электромагнитный и ферромагнитный резонаторы подчиняются известным зависимостям от магнитного поля. Линия F следует формуле Киттеля для тонких пленок, намагниченных вдоль плоскости (уравнение 4). Моделирование линии F с помощью уравнения 4 при различных температурах дает типичные для пермаллоя магнитные параметры: поле анизотропии $\mu_0 H_a \approx 0.7$ мТ, эффективная намагниченность $\mu_0 M_{eff} \approx 1.05$ Т. Зависимость этих параметров от температуры практически отсутствует. Электромагнитный резонанс Свихарта ω_r^S для случая $\lambda_L \ll d_S$ зависит от магнитного поля следующим образом:

$$\omega_r^S(H) = \omega_r^{S0} / \sqrt{1 + \alpha H^2}, \quad (6)$$

где α - свободный параметр, ω_r^{S0} - резонансная частота Свихарта в нулевом поле ($\omega_r^{S0}/2\pi \approx 9.7$ ГГц).

Установлено что рассматриваемая система подчиняется модели Хопфилда, которая в отличие от модели Дике для двух связанных осцилляторов содержит дополнительное диамагнитное слагаемое. Диагонализация гамильтониана

Хопфилда приводит к следующему биквадратному уравнению для спектральных линий

$$\omega^{\pm 4} - \omega^{\pm 2} (\omega_p^2 + \omega_m^2 + 4g^2) + \omega_p^2 \omega_m^2 = 0. \quad (7)$$

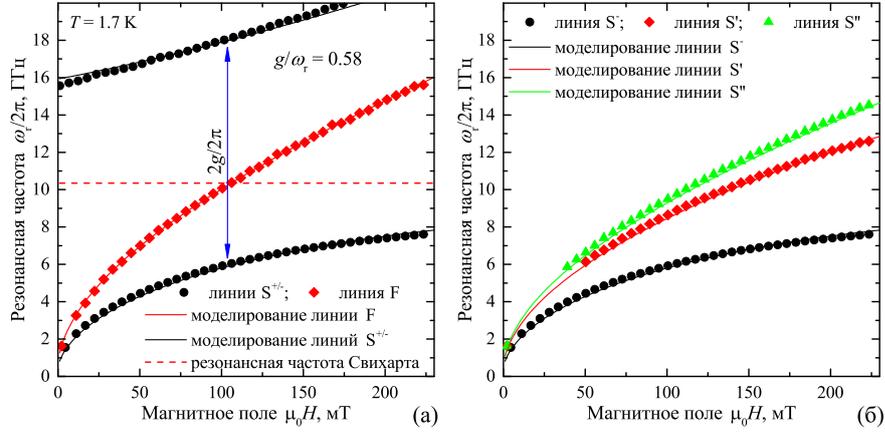


Рис. 14. Моделирование спектральных линий при $T = 1.7$ К с помощью уравнений 4, 6 и 7. Экспериментальные линии F, $S^{+/-}$ показаны красными и черными символами. Моделирование линий S^+ и S^- с уравнениями 4, 6 и 7 дает $\omega_r^{S^0}/2\pi = 10.35$ ГГц, параметр $\alpha \sim 10^{-14}$ Т $^{-2}$ и $g/2\pi = 6.04$ ГГц. Пунктирная красная кривая показывает $\omega_r^S(H)$ (уравнение 6). Синие и зеленые символы (б) показывают экспериментальные линии S' и S'' . Синие и зеленые кривые получаются как S^- в уравнении 7, когда $\omega_r^{S^0}$ в уравнении 6 заменяется на $2\omega_r^{S^0}$ и $3\omega_r^{S^0}$, соответственно.

Результат моделирования спектральных линий F и S^\pm (рис. 13а) с помощью уравнений 4, 6 и 7 показан на рис. 14а. В результате моделирования получены резонансная частота Свихарта в нулевом поле $\omega_r^{S^0}/2\pi = 10.35$ ГГц и сила связи $g/2\pi = 6.04$ ГГц. Применимость модели Хопфилда подтверждается при рассмотрении линий S' и S'' . Зеленая и синяя сплошные линии на рис. 14б показывают модельные $\omega^-(H)$ уравнения 7, полученные когда $\omega_r^{S^0}$ в уравнении 6 заменяется на $n\omega_r^{S^0}$ для $n = 2$ и $n = 3$, а остальные параметры в уравнениях 4, 6 и 7 не изменился, и демонстрируют совпадение с экспериментальными линиями

Проведено исследование спектра в зависимости от температуры. Показано,

что сила связи достигает максимальной величины $g_0/2\pi = 6.08$ ГГц при $T \rightarrow 0$. Сила связи g_0 соответствует односпиновой связи $g_s/2\pi = g_0/2\pi/\sqrt{N} \approx 350$ Гц, где $N = 3.1 \times 10^{14}$ - количество спинов в системе. Обе характеристики g_0 и g_s являются максимальными величинами из когда либо достигнутых в фотон-магнетонных гибридных системах. Показано что коэффициент связи $g/\omega_r^{S_0}$ остается выше 0.5 во всем диапазоне температур и достигает 0.58 при $T \rightarrow 0$, что на данный момент также является самым высоким коэффициентом связи из когда-либо зарегистрированных.

Результаты четвертой главы опубликованы в следующих работах: I.A. Golovchanskiy et al., Sci. Adv. 7, eabe8638 (2021); I.A. Golovchanskiy et al., Phys. Rev. Appl. 16, 034029 (2021), Editors suggestion; A. Chumak et al., IEEE Trans. Magn. 58, 0800172 (2022).

В Заключение приведены основные результаты диссертации.

Основные результаты диссертации

В ходе диссертационных исследований проведен комплекс работ по изучению магнитодинамических явлений в различных гибридных системах сверхпроводник-ферромагнетик.

Предложено и исследовано несколько подходов к изучению ферромагнитного резонанса в ферромагнитных тонких пленках и микроструктурах с помощью сверхпроводящих систем: сверхпроводящих волноводов, сверхпроводящих резонаторов и джозефсоновских переходов. Исследована динамика магнитного момента ферромагнитных тонких пленок и микроструктур слабого разбавленного ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ при криогенных температурах с использованием широкополосного метода. Установлены основные магнитные характеристики сплава и характерные времена динамики магнитного момента. Наблюдались зависимости этих характеристик от температуры, которые свидетельствуют в пользу кластерного магнетизма в тонких пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$.

Исследована динамика магнитного момента в сверхтонких эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната с использованием сверхпроводящего ниобиевого волновода, изготовленного непосредственно поверх магнитной пленки. Продемонстрирована роль поверхностных натяжений и сверхпроводящей вихревой фазы на спектр ферромагнитного резонанса.

Разработан подход к изучению магнитодинамических характеристик единичных ферромагнитных микроструктур с использованием сверхпроводящего высокочастотного резонатора на чипе. Наблюдение серии резонансных мод резонатора позволяет совместить чувствительность объемных резонаторов с широким диапазоном широкополосных методов измерения ферромагнитного резонанса.

Разработано сверхпроводящее гибридное устройство, позволяющее определять резонансные характеристики отдельных ферромагнитных образцов микро-размеров с высокой собственной магнитной анизотропией без применения анализатора цепей. Устройство основано на длинном джозефсоновском переходе, работающем в режиме нулевого поля, связанного индуктивно с ферромагнетиком. Солитон в длинном джозефсоновском переходе синхронизируется с магнитостатической стоячей волной ферромагнетика, что приводит к появлению ступеней на вольт-амперной характеристике при напряжениях, соответствующих частоте ферромагнитного резонанса.

Экспериментально и теоретически исследованы законы дисперсии спиновых волн в различных структурах сверхпроводник-ферромагнетик. Экспериментально исследован спин-волновой резонанс магнитостатических поверхностных спиновых волн, индуктивно взаимодействующих со сверхпроводящей поверхностью, обнаружено увеличение фазовой скорости спиновых волн. Предложена и опробована микромагнитная модель индуктивного взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами на основе метода изображений. Исследованы законы дисперсии поверхностных магнитостатических и обратных объемных спиновых волн, индуктивно взаимодействующих со

сверхпроводящей поверхностью. Продемонстрировано что реализация взаимодействия спиновых волн со сверхпроводником представляет собой инструмент для преобразования их закона дисперсии в практических целях.

Проведено системное экспериментальное изучение динамики магнитного момента в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник при наличии сверхпроводящей близости. Показано, что сверхпроводимость в таких системах радикально сдвигает частоты ферромагнитного резонанса в область более высоких частот. При этом, наличие обоих сверхпроводящих слоев и сверхпроводящей близости на обоих интерфейсах являются необходимыми для явления условиями. Достигнуты самые высокие естественные частоты ферромагнитного резонанса среди всех ферромагнитных систем с плоскостной намагниченностью.

Предложены подходы к формированию магнанных кристаллов, состоящих из гибридных периодических структур сверхпроводник-ферромагнетик. Изучены спин-волновые спектры структур, состоящие из запрещенных и разрешенных зон. Рассмотрены закономерности формирования зонной структуры. Предложены и опробованы модифицированные методы микромагнитного моделирования для описания динамики магнитного момента в гибридных системах. Предложены методы формирования магнанных кристаллов и изучены особенности зонной структуры гибридных магнанных кристаллов.

Исследованы структуры сверхпроводник-ферромагнетик с сильным фотон-магнным взаимодействием на чипе. Впервые продемонстрировано сверхсильное фотон-магнное взаимодействие с рекордными характеристиками взаимодействия: коэффициента связи, силы односпиновой связи и кооперативности. Рекордные характеристики взаимодействия достигнуты за счет формирования многослойной гибридной структуры, состоящей из сверхпроводящих, ферромагнитных и диэлектрических слоев, в которой существенно подавлена фазовая скорость СВЧ фотонов. При достигнутом коэффициенте связи спектр свидетельствует о вкладе т.н. диамагнитного слагаемого взаимодействия в гамиль-

тониан системы, что предотвращает сверх-излучательный фазовый переход и свидетельствует о наблюдении гибридной квазичастицы плазмон-магнон-поляритон.

Публикации по теме диссертации

1. Magnetization dynamics in dilute $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ thin films and patterned microstructures considered for superconducting electronics / Golovchanskiy I.A., Bolginov V.V., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Ben Hamida A., Chichkov V.I., Roditchev D., Ryazanov V.V. // *Journal of Applied Physics*—2016.—Vol. 120.—p. 163902.
2. Ferromagnetic resonance with long Josephson junction / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Emelyanova O.V., Golubov A.A., Ustinov A.V., Ryazanov V.V. // *Superconductor Science and Technology*—2017.—Vol. 30.—p. 054005. SUST highlights 2017.
3. Probing dynamics of micro-magnets with multi-mode superconducting resonator / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Shchetinin I.V., Dzhumaev P.S., Averkin A.S., Kozlov S.N., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V. // *Journal of Applied Physics*—2018.—Vol. 123.—p. 173904.
4. Ferromagnet/superconductor hybridization for magnonic applications / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Bolginov V.V., Ryazanov V.V., Golubov A.A., Ustinov A.V., // *Advanced Functional Materials*—2018.—Vol. 28.—p. 1802375.
5. Modified dispersion law for spin waves coupled to a superconductor / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Ryazanov V.V., Golubov A.A., Ustinov A.V. // *Journal of Applied Physics*—2018.—Vol. 124.—p. 233903.

6. Interplay of magnetization dynamics with microwave waveguide at cryogenic temperatures / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Pfirrmann M., Piskor T., Voss N., Baranov D.S., Hovhannisyan R.A., Stolyarov V.S., Dubs C., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V., Weides M. // *Physical Review Applied*—2019.—Vol. 11.—p. 044076.
7. Ferromagnet/superconductor hybrid magnonic metamaterials / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Dzhumaev P.S., Emelyanova O.V., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V. // *Advanced Science*—2019.—Vol. 6.—p. 1900435.
8. Nonlinear spin waves in ferromagnetic/superconductor hybrids / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V. // *Journal of Applied Physics*—2020.—Vol. 127.—p. 093903.
9. Magnetization dynamics in proximity-coupled superconductor-ferromagnet-superconductor multilayers / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Chichkov V.I., Silaev M., Shchetinin I.V., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V., Kupriyanov M.Yu. // *Physical Review Applied*—2020.—Vol. 14.—p. 024086.
10. Ultrastrong photon-to-magnon coupling in multilayered film heterostructures involving superconducting coherence via ferromagnetic layers / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Weides M., Ryazanov V.V., Golubov A.A., Ustinov A.V., Kupriyanov M.Yu. // *Science Advances*—2021.—Vol. 7.—p. eabe8638.
11. Approaching deep-strong on-chip photon-to-magnon coupling / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Ryazanov V.V., Kupriyanov M.Yu., Golubov A.A., Ustinov A.V. // *Physical Review Applied*—2021.—Vol. 16.—p. 034029.
Editors suggestion.

12. Roadmap on spin-wave computing / Chumak A. , et al. // *IEEE Transactions on Magnetics*—2022.—Vol. 58.—p. 0800172

Цитированная литература

1. Landau L.D., Lifshitz E.M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Phys. Z. Sowjetunion.* — 1935. — Vol. 8. — P. 153.
2. Bloch F. Zur theorie des ferromagnetismus // *Z. Phys.* — 1930. — Vol. 61. — P. 206.
3. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab // *J. Appl. Phys.* — 1960. — Vol. 31. — P. S104.
4. Kittel C. Excitation of spin waves in a ferromagnet by a uniform rf field // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 100. — P. 1295.
5. Seavey M. H., Tannenwald P. E. Direct observation of spin wave resonance // *J. Appl. Phys.* — 1959. — Vol. 30. — P. S227.
6. Kittel C. Theory of antiferromagnetic resonance // *Phys. Rev.* — 1951. — Vol. 82. — P. 565.
7. Stancil D. *Theory of Magnetostatic Waves.* — Springer-Verlag New York, Inc., 1993.
8. *Magnetization Oscillations and Waves* / ed. by Gurevich A. G., Melkov G. A. — CRC Press, 1996.
9. Demokritov S. O., Slavin A. N. *Magnonics: from fundamentals to applications.* — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
10. Magnetization dynamics in dilute $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ thin films and patterned microstructures considered for superconducting electronics / Golovchanskiy I. A., Bolginov V. V., Abramov N. N., Stolyarov V. S., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2016. — Vol. 120. — P. 163902.
11. Interplay of magnetization dynamics with a microwave waveguide at cryogenic

- temperatures / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Pfirrmann M., Piskor T., et al. // *Phys. Rev. Appl.* — 2019. — Vol. 11. — P. 044076.
12. Spin wave resonance excitation in ferromagnetic films using planar waveguide structures / Khivintsev Y. V., Reisman L., Lovejoy J., Adam R., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2010. — Vol. 108. — P. 023907.
 13. Ferromagnetic resonance in thin films submitted to multiaxial stress state: application of the uniaxial equivalent stress concept and experimental validation / Gueye M., Zighem F., Belmeguenai M., Gabor M., et al. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2016. — Vol. 49. — P. 265001.
 14. Puzkarski H., Tomczak P. Spin-wave resonance model of surface pinning in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As thin films // *Sci. Rep.* — 2014. — Vol. 4. — P. 6135.
 15. Puzkarski H., Tomczak P., Diep H. T. Surface anisotropy energy in terms of magnetocrystalline anisotropy fields in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As thin films // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94. — P. 195303.
 16. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: comparison of measurement methods / Kalarickal S. S., Krivosik P., Wu M., Patton C. E., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2006. — Vol. 99. — P. 093909.
 17. Ferromagnetic resonance study of thickness-dependent magnetization precession in Ni₈₀Fe₂₀ films / Chen Yi-Ch., Hung D.-Sh., Yao Y.-D., Lee Sh.-F., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2007. — Vol. 101. — P. 09C104.
 18. Measurements of the exchange stiffness of YIG films using broadband ferromagnetic resonance techniques / Klingler S., Chumak A. V., Mewes T., Khodadadi B., et al. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 48. — P. 015001.
 19. Exchange spin waves in thin films with gradient composition / Golovchanskiy I. A., Yanilkin I. V., Gumarov A. I., Gabbasov B. F., et al. // *Phys. Rev. Materials.* — 2022. — Vol. 6. — P. 064406.
 20. Rezende S. M., Azevedo A., Rodriguez-Suàrez R. L. Introduction to antiferromagnetic magnons // *J. Appl. Phys.* — 2019. — Vol. 126. — P. 151101.

21. Gigahertz frequency antiferromagnetic resonance and strong magnon-magnon coupling in the Layered crystal CrCl_3 / MacNeill D., Hou J. T., Klein D. R., Zhang P., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123. — P. 047204.
22. Antiferromagnetic resonances in twinned EuFe_2As_2 single crystal / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Vlasenko V. A., Pervakov K. S., et al. // *arXiv:2108.03847*. — 2021.
23. Golovchanskiy I. A., Stolyarov V. S. Magnetization and spin resonances in helical spin systems // *J. Appl. Phys.* — 2022. — Vol. 131. — P. 053901.
24. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D. Magnonics // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2010. — Vol. 43. — P. 264001.
25. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. YIG magnonics // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2010. — Vol. 43. — P. 264002.
26. The building blocks of magnonics / Lenk B., Ulrichs H., Garbs F., and Munzenberg M. // *Phys. Rep.* — 2011. — Vol. 507. — P. 107.
27. Magnon spintronics / Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., and Hillebrands B. // *Nat. Phys.* — 2015. — Vol. 11. — P. 453.
28. Csaba G., Papp A., Porod W. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing // *Phys. Lett. A*. — 2017. — Vol. 381. — P. 1471.
29. The 2021 magnonics roadmap / Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., et al. // *J. Phys. Condens. Matter*. — 2021. — Vol. 33. — P. 413001.
30. Roadmap on spin-wave computing / Kabos A. Chumak P., Wu M., Abert C., et al. // *IEEE Trans. Magn.* — 2022.
31. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator / Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J., et al. // *Nature*. — 2010. — Vol. 464. — P. 262.
32. Direct observation of isolated Damon-Eshbach and backward volume spin-wave packets in ferromagnetic microstripes / Wessels P., Vogel A., Todt J.-N., Wieland M., et al. // *Sci. Rep.* — 2016. — Vol. 6. — P. 22117.

33. Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnon transistor for all-magnon data processing // *Nat. Commun.* — 2014. — Vol. 5. — P. 4700.
34. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders / Wang Q., Kewenig M., Schneider M., Verba R., et al. // *Nat. Electron.* — 2020. — Vol. 3. — P. 765.
35. Spin-wave logic devices based on isotropic forward volume magnetostatic waves / Klingler S., Pirro P., Brächer T., Leven B., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — Vol. 106. — P. 212406.
36. Magnon-based logic in a multi-terminal YIG/Pt nanostructure / Ganzhorn K., Klingler S., Wimmer T., Geprägs S., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2016. — Vol. 109. — P. 022405.
37. Neuromorphic calculations using lateral arrays of magnetic microstructures with broken translational symmetry / Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Odintsov S. A., Martyshkin A. A., et al. // *JETP Lett.* — 2018. — Vol. 108. — P. 312.
38. Papp A., Porod W., Csaba G. Nanoscale neural network using non-linear spin-wave interference // *Nat. Commun.* — 2021. — Vol. 12. — P. 6422.
39. Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping / Demokritov S. O., Demidov V. E., Dzyapko O., Melkov G. A., et al. // *Nature.* — 2006. — Vol. 443. — P. 430.
40. Magnon kinetics and Bose-Einstein condensation studied in phase space / Demidov V. E., Dzyapko O., Buchmeier M., Stockhoff T., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 257201.
41. Rezende S. M. Theory of coherence in Bose-Einstein condensation phenomena in a microwave-driven interacting magnon gas // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79. — P. 174411.
42. Bose-Einstein condensation in an ultra-hot gas of pumped magnons / Serga A. A., Tiberkevich V. S., Sandweg C. W., Vasyuchka V. I., et al. // *Nat. Commun.* — 2014. — Vol. 5. — P. 3452.

43. Troncoso R. E., Núñezb Á. S. Josephson effects in a Bose-Einstein condensate of magnons // *Ann. Phys.* — 2014. — Vol. 346. — P. 182.
44. Supercurrent in a room-temperature Bose-Einstein magnon condensate / Bozhko D. A., Serga A. A., Clausen P., Vasyuchka V. I., et al. // *Nat. Phys.* — 2016. — Vol. 12. — P. 1057.
45. Experimental observation of Josephson oscillations in a room-temperature Bose-Einstein magnon condensate / Kreil A. J. E., Musiienko-Shmarova H. Yu., Frey P., Pomyalov A., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2021. — Vol. 104. — P. 144414.
46. High cooperativity in coupled microwave resonator ferrimagnetic insulator hybrids / Huebl H., Zollitsch C. W., Lotze J., Hocke F., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111. — P. 127003.
47. Hybridizing ferromagnetic magnons and microwave photons in the quantum limit / Tabuchi Y., Ishino S., Ishikawa T., Yamazaki R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113. — P. 083603.
48. Strongly coupled magnons and cavity microwave photons / Zhang X., Zou C.-L., Jiang L., and Tang H. X. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113. — P. 156401.
49. Strong magnon-photon coupling in ferromagnet-superconducting resonator thin-film devices / Li Y., Polakovic T., Wang Y.-L., Xu J., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123. — P. 107701.
50. Hou J. T., Liu L. Strong coupling between microwave photons and nanomagnet magnons // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123. — P. 107702.
51. Coherent coupling between a ferromagnetic magnon and a superconducting qubit / Tabuchi Y., Ishino S., Noguchi A., Ishikawa T., et al. // *Science.* — 2015. — Vol. 349. — P. 405.
52. Entanglement-based single-shot detection of a single magnon with a superconducting qubit / Lachance-Quirion D., Wolski S. P., Tabuchi Y., Kono S., et al. // *Science.* — 2020. — Vol. 367. — P. 425.
53. Magnon dark modes and gradient memory / Zhang X., Zou C.-L., Zhu N.,

- Marquardt F., et al. // Nat. Comm. — 2015. — Vol. 6. — P. 8914.
54. Bidirectional conversion between microwave and light via ferromagnetic magnon / Hisatomi R., Osada A., Tabuchi Y., Ishikawa T., et al. // Phys. Rev. B. — 2016. — Vol. 93. — P. 174427.
 55. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H. Conversion of spin current into charge current at room temperature: inverse spin-Hall effect // Appl. Phys. Lett. — 2006. — Vol. 88. — P. 182509.
 56. Spin pumping and inverse Rashba-Edelstein effect in NiFe/Ag/Bi and NiFe/Ag/Sb / Zhang W., Jungfleisch M.B., Jiang W., Pearson J.E., and Hoffmann A. // J. Appl. Phys. — 2015. — Vol. 117. — P. 17C727.
 57. Subterahertz spin pumping from an insulating antiferromagnet / Vaidya P., Morley S.A., van Tol J., Liu Y., et al. // Science. — 2020. — Vol. 368. — P. 160.
 58. Superconductivity on the border of itinerant-electron ferromagnetism in UGe₂ / Saxena S. S., Agarwal P., Ahilan K., Grosche F. M., et al. // Nature. — 2000. — Vol. 406. — P. 587.
 59. Aoki D., Flouquet J. Ferromagnetism and superconductivity in uranium compounds // J. Phys. Soc. Jpn. — 2012. — Vol. 81. — P. 011003.
 60. Coexistence of superconductivity and ferromagnetism in Sr_{0.5}Ce_{0.5}FBiS_{2-x}Se_x ($x = 0.5$ and $x = 1$), a non-U material with $T_c < T_{FM}$ / Thakur G. S., Fuchs G., Nenkov K., Haque Z., et al. // Sci. Rep. — 2016. — Vol. 6. — P. 37527.
 61. Johnston D. C. The puzzle of high temperature superconductivity in layered iron pnictides and chalcogenides // Adv. Phys. — 2010. — Vol. 59. — P. 803.
 62. Coexisting spin resonance and long-range magnetic order of Eu in EuRbFe₄As₄ / Iida K., Nagai Y., Ishida S., Ishikado M., et al. // Phys. Rev. B. — 2019. — Vol. 100. — P. 014506.
 63. Superconductivity-driven ferromagnetism and spin manipulation using vortices in the magnetic superconductor EuRbFe₄As₄ / Ishida S., Kagerbauer D., Holleis S., Iida K., et al. // PNAS. — 2021. — Vol. 118. — P. e2101101118.
 64. Coexistence of superconductivity and ferromagnetism in P-doped EuFe₂As₂ /

- Nandi S., Jin W. T., Xiao Y., Su Y., et al. // Phys. Rev. B. — 2014. — Vol. 89. — P. 014512.
65. Domain Meissner state and spontaneous vortex-antivortex generation in the ferromagnetic superconductor $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21})_2$ / Stolyarov V. S., Veshchunov I. S., Grebenchuk S. Yu., Baranov D. S., et al. // Sci. Adv. — 2018. — Vol. 4. — P. eaat1061.
66. Crossover from ferromagnetic superconductor to superconducting ferromagnet in P-doped $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ / Grebenchuk S. Yu., Devizorova Zh. A., Golovchanskiy I. A., Shchetinin I. V., et al. // Phys. Rev. B. — 2020. — Vol. 102. — P. 144501.
67. Buzdin A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Vol. 77. — P. 953.
68. Lyuksyutov I. F., Pokrovsky V. L. Ferromagnet-superconductor hybrids // Adv. Phys. — 2005. — Vol. 54. — P. 67.
69. Coupling of two superconductors through a ferromagnet: evidence for a π Junction / Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Rusanov A. Y., Veretennikov A. V., et al. // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86. — P. 2427.
70. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Ilichev E. The current-phase relation in Josephson junctions // Rev. Mod. Phys. — 2004. — Vol. 76. — P. 411.
71. Linder J., Robinson J. W. A. Superconducting Spintronics // Nat. Phys. — 2015. — Vol. 11. — P. 307.
72. Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor π -shifters in superconducting digital and quantum circuits / Feofanov A. K., Oboznov V. A., Bol'ginov V. V., Lisenfeld J., et al. // Nat. Phys. — 2010. — Vol. 6. — P. 593.
73. Ustinov A. V., Kaplunenko V. K. Rapid single-flux quantum logic using π -shifters // J. Appl. Phys. — 2003. — Vol. 94. — P. 5405.
74. Magnetic Josephson junctions with superconducting interlayer for cryogenic memory / Vernik I. V., Bol'ginov V. V., Bakurskiy S. V., Golubov A. A., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. — 2013. — Vol. 23. — P. 1701208.

75. Theoretical model of superconducting spintronic SIsFS devices / Bakurskiy S. V., Klenov N. V., Soloviev I. I., Bol'ginov V. V., et al. // Appl. Phys. Lett. — 2013. — Vol. 102. — P. 192603.
76. Micromagnetic modeling of critical current oscillations in magnetic Josephson junctions / Golovchanskiy I. A., Bolginov V. V., Stolyarov V. S., Abramov N. N., et al. // Phys. Rev. B. — 2016. — Vol. 94. — P. 214514.
77. Tagirov L. R. Low-field superconducting spin switch based on a superconductor / ferromagnet multilayer // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 2058.
78. Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature in the ferromagnet-superconductor-ferromagnet system: CuNi/Nb/CuNi / Gu J., You C.-Y., Jiang J. S., Pearson J., et al. // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 89. — P. 267001.
79. Stamopoulos D., Aristomenopoulou E. Superconducting magnetoresistance in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers // Sci. Rep. — 2015. — Vol. 5. — P. 13420.
80. Controllable $0-\pi$ Josephson junctions containing a ferromagnetic spin valve / Gingrich E. C., Niedzielski B. M., Glick J. A., Wang Y., et al. // Nat. Phys. — 2016. — Vol. 12. — P. 564.
81. $0-\pi$ Josephson Tunnel Junctions with Ferromagnetic Barrier / Weides M., Kemmler M., Kohlstedt H., Waser R., et al. // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Vol. 97. — P. 247001.
82. Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires / Wang J., Singh M., Tian M., Kumar N., et al. // Nat. Phys. — 2010. — Vol. 6. — P. 389.
83. Anomalous magneto-resistance of Ni-nanowire/Nb hybrid system / Skryabina O. V., Kozlov S. N., Egorov S. V., Klimenko A. A., et al. // Sci. Rep. — 2019. — Vol. 9. — P. 14470.
84. Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor-ferromagnet hybrids / Aladyshkin A. Y., Silhanek A. V., Gillijns W., and

- Moshchalkov V. V. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2009. — Vol. 22. — P. 053001.
85. Magnon-fluxon interaction in a ferromagnet/superconductor heterostructure / Dobrovolskiy O. V., Sachser R., Bracher T., Fischer T., et al. // *Nat. Phys.* — 2019. — Vol. 15. — P. 477.
86. A superconducting reversible rectifier that controls the motion of magnetic flux quanta / Villegas J. E., Savel'ev Sergey, Nori Franco, Gonzalez E. M., et al. // *Science.* — 2003. — Vol. 302. — P. 1188.
87. Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures / Vélez M., Martín J. I., Villegas J. E., Hoffmann A., et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2008. — Vol. 320. — P. 2547.
88. Dipole-induced vortex ratchets in superconducting films with arrays of micromagnets / de Souza Silva C. C., Silhanek A. V., de Vondel J. V., Gillijns W., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 117005.
89. Vortex ratchet reversal: role of interstitial vortices / de Lara D. P., Erekhinsky M., Gonzalez E. M., Rosen Y. J., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 838. — P. 174507.
90. A superconducting/magnetic hybrid rectifier based on Fe single-crystal nanocentres: role of magnetic and geometric asymmetries / Gomez A., Gonzalez E. M., Iglesias M., Sanchez N., et al. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 46. — P. 095302.
91. Dobrovolskiy O.V., Chumak A.V. Nonreciprocal magnon fluxonics upon ferromagnet/superconductor hybrids // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2022. — Vol. 543. — P. 168633.
92. Multiquanta vortex entry and vortex-antivortex pattern expansion in a superconducting microsquare with a magnetic dot / Carballeira C., Moshchalkov V. V., Chibotaru L. F., and Ceulemans A. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 237003.
93. Chen Q. H., Carballeira C., Moshchalkov V. V. Vortex matter in a hybrid superconducting/ferromagnetic nanostructure // *Phys. Rev. B.* — 2009. —

- Vol. 79. — P. 104520.
94. Vortex-antivortex dynamics and field-polarity-dependent flux creep in hybrid superconductor/ferromagnet nanostructures / Lange M., Bael M. J. V., Silhanek A. V., and Moshchalkov V. V. // Phys. Rev. B. — 2005. — Vol. 72. — P. 052507.
 95. Lima C. L. S., de Souza Silva C. C. Dynamics of vortex-antivortex matter in nanostructured ferromagnet-superconductor bilayers // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 80. — P. 054514.
 96. Domain-wall superconductivity in superconductor-ferromagnet hybrids / Yang Z., Lange M., Volodin A., Szymczak R., and Moshchalkov V. V. // Nat. Mater. — 2004. — Vol. 3. — P. 793.
 97. Enhancement of the superconducting transition temperature in Nb/permalloy bilayers by controlling the domain state of the ferromagnet / Rusanov A., Hesselberth M., Aarts J., and Buzdin A. I. // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 93. — P. 057002.
 98. Лебедь Б. М., Яковлев С. В. Дисперсия поверхностных спиновых волн в слоистой структуре сверхпроводник-феррит // Письма в ЖТФ. — 1989. — Vol. 15. — P. 27.
 99. Наблюдение электронного поглощения магнитостатических волн в структуре феррит-высокотемпературный сверхпроводник / Афиногенов В. Б., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Котелянский И. М., Ползикова Н. И. Рё Суханов А. А. // Письма в ЖТФ. — 1989. — Р. 15. — Р. 24.
 100. Spin dynamics in a superconductor-ferromagnet proximity system / Bell C., Milikisyants S., Huber M., and Aarts J. // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 047002.
 101. Enhanced spin pumping into superconductors provides evidence for superconducting pure spin currents / Jeon K.-R., Ciccarelli C., Ferguson A. J., Kurebayashi H., et al. // Nat. Mat. — 2018. — Vol. 17. — P. 499.
 102. Ferromagnetic resonance with a magnetic Josephson junction / Barnes S. E.,

- Aprili M., Petkovic I., and Maekawa S. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2011. — Vol. 24. — P. 024020.
103. Interaction of Josephson and magnetic oscillations in Josephson tunnel junctions with a ferromagnetic layer / Mai S., Kandelaki E., Volkov A. F., and Efetov K. B. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 144519.
104. Cherenkov radiation of spin waves by ultra-fast moving magnetic flux quanta / Dobrovolskiy O. V., Wang Q., Vodolazov D. Yu., Budinska B., et al. // *arXiv:2103.10156.* — 2021.