

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного научного
учреждения «Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук»

на правах рукописи

Скороходов Евгений Владимирович

**Зондовая магнитно-резонансная силовая спектроскопия
ферромагнитных наноструктур**

1.3.2 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Миронов Виктор Леонидович

Нижний Новгород – 2022

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| Оглавление..... | 2 |
| Введение..... | 4 |
| Глава 1. Паттернированные магнитные наноструктуры (литературный обзор)..... | 15 |
| 1.1. Магнитные наноструктуры..... | 15 |
| 1.2. Изготовление магнитных наноструктур..... | 19 |
| 1.2.1. Электронно-лучевая литография..... | 19 |
| 1.2.2. Магнетронное напыление..... | 25 |
| 1.2.3. Вакуумно-плазменное травление..... | 27 |
| 1.3. Ферромагнитный резонанс в тонкопленочных паттернированных структурах..... | 31 |
| 1.3.1. Ферромагнитный и спин-волновой резонансы..... | 32 |
| 1.4. Экспериментальные методы изучения ферромагнитного резонанса..... | 36 |
| 1.4.1. ЭПР спектрометрия..... | 36 |
| 1.4.2. Векторный анализатор цепей..... | 39 |
| 1.4.3. Магнитно-резонансная силовая микроскопия..... | 41 |
| Глава 2. Магнитно-резонансная силовая спектроскопия ферромагнитных пленок..... | 49 |
| 2.1. Магнитно-резонансный микроскоп на базе зондового комплекса “SOLVER-HV”..... | 49 |
| 2.2. MPCM исследования пленки пермаллоя..... | 56 |
| 2.3. MPCM исследования пленки Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией..... | 60 |
| 2.4. MPCM исследования доменной структуры пленки Co/Pt..... | 65 |
| Глава 3. ФМР спектры в микрополоске пермаллоя..... | 72 |
| 3.1. Исследование спектров ФМР микрополосок с помощью ЭПР- спектрометра..... | 72 |

| | |
|--|------------|
| 3.2. Исследование спектров ФМР микрополосок с помощью магнитно-резонансной силовой спектроскопии..... | 83 |
| Глава 4. Низкочастотные резонансы в микрополосках V -образной формы и в магнитных дисках..... | 89 |
| 4.1. Исследование спектров ФМР в микрополосках V-образной формы..... | 89 |
| 4.2 МРСМ исследования гиротропной моды в ферромагнитном вихре..... | 97 |
| Заключение..... | 105 |
| Список литературы..... | 106 |
| Список публикаций по теме диссертационной работы..... | 116 |

Введение

Исследование динамических свойств тонкопленочных ферромагнитных наноструктур является актуальной задачей из-за перспектив их использования в качестве элементной базы спинтроники [1]. Управление спектром спиновых волн в ферромагнитных наноструктурах открывает широкие возможности по разработке новых приборов сверхвысокочастотной (СВЧ)-электроники: СВЧ-ассистированная запись/чтение информации, перестраиваемые СВЧ фильтры, невзаимные элементы. Преимуществами магнитных наносистем являются их радиационная стойкость, высокая стабильность, низкое энергопотребление. Достижения в разработке материалов и устройств для спиновой электроники зависят от инструментов, способных предоставлять подробную микроскопическую информацию об СВЧ-свойствах этих материалов.

Успехи последних десятилетий в изучении динамических свойств магнитных наносистем с неоднородным распределением намагниченности связан с развитием способов создания магнитных наночастиц с требуемой конфигурацией магнитного момента, например, методом электронной нанолитографии [2], а также методов исследования локальных СВЧ-свойств при помощи бриллюэновского рассеяния света [3], магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ) [4].

Магнитно-резонансная силовая микроскопия – одно из перспективных направлений диагностики магнитных и СВЧ-свойств материалов и наноустройств, сочетающее в себе преимущества сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) и методов резонансной СВЧ диагностики. В последнее десятилетие в этой области достигнуты значительные успехи, связанные, прежде всего, с детектированием резонансов предельно малых объектов – магнитных моментов единичных электронов и атомных ядер. Метод МРСМ позволяет проводить исследование спектра ферромагнитного резонанса (ФМР) в индивидуальных магнитных наноструктурах, находящихся, в том числе, и в неоднородных магнитных состояниях. Данный метод обладает большой чувствительностью и высоким разрешением, позволяющим детально изучить особенности динамических свойств в магнитных нанообъектах с латеральными размерами менее 100 нм и толщиной до 1 нм, что является востребованным из-за тенденции к миниатюризации элементной базы СВЧ-микросистем.

Степень разработанности темы исследования

В ряде работ уделяется большое внимание проблеме изучения спектров ферромагнитного резонанса в сверхтонких магнитных пленках и в отдельных магнитных наночастицах методом МРСМ [5, 6]. Особый интерес представляют магнитные наноструктуры, находящиеся в неоднородном состоянии (вихревое, антивихревое, скирмионное) [7, 8]. В работах [9, 10] обсуждается использование гиротропной моды в магнитном вихре для реализации спин-трансферных наноосцилляторов (СТНО). Продемонстрировано, что максимальная мощность СТНО составляет 5 нВатт с шириной линии 5 МГц. Достоинствами СТНО являются малые латеральные размеры (50-200 нм), широкий диапазон перестройки частот, узкая ширина спектральной линии, небольшое рабочее напряжение и радиационная стойкость. Тем не менее, для того, чтобы использовать потенциал данных устройств, необходимо улучшить их спектральную когерентность и мощность излучения. Для этого требуется точное понимание структуры спектров спиновых волн. Теоретическое описание гиротропной моды магнитного вихря представлено в работе [11], экспериментальное исследование гиротропной моды – в работах [12 - 13]. В рамках диссертационной работы исследовалось влияние зонда МРСМ на перестройку гиротропной моды в магнитном вихре.

В последние десятилетия магнитные многослойные структуры привлекают особое внимание из-за их магнитоэлектрических свойств. Эффекты спин-зависимого электронного транспорта, которые особенно заметны для нанометровых размеров, позволяют найти применения данных пленок в современных технологиях. Например, в структурах с чередующимися слоями магнитных и немагнитных металлов наблюдается явление гигантского магнитосопротивления (ГМС), открытого А. Фертом [14] и П. Грюнбергом [15]. Суть явления заключается в изменении сопротивления на десятки процентов в зависимости от взаимной ориентации намагниченности в магнитных слоях. На основе эффекта ГМС разработаны магнитные сенсоры и современные жесткие диски. В структурах, где металлическая немагнитная прослойка заменена на диэлектрик (AlO, MgO) наблюдается эффект туннельного магнитосопротивления (ТМС), составляющий 100-600 % [16, 17]. В многослойных пленках со слоями магнитных и благородных металлов (Au, Pt, Pd) реализуется анизотропия типа

легкая ось, направленная перпендикулярно плоскости образца. В диссертационной работе были изучены особенности ФМР в многослойных ферромагнитных пленках с перпендикулярной анизотропией [Co/Pt]₅, которые являются перспективными для использования в устройствах спинтроники. Переключение между однородным и неоднородным состояниями в таких ферромагнитных пленках ведет к сильному изменению их транспортных свойств, перестройке спектров СВЧ поглощения спиновых волн.

Наблюдается повышенный интерес к таким объектам, как доменные стенки [18-21]. Это связано с их возможным применением в устройствах магнитной логики, записи и хранения информации [1, 18-21]. В работе [19] изучалась генерация спиновых волн доменной стенкой, в [20] движение доменных стенок под действием спиновых волн. Однако для детального понимания СВЧ-свойств доменных стенок необходимо экспериментальное исследование резонансных свойств одиночных доменных стенок, которые ранее не проводилось. В диссертационной работе впервые был исследован резонанс отдельной доменной стенки методом МРСМ в изогнутой микрополоске.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы являлось развитие методов магнитно-резонансной силовой микроскопии для исследований спектров ФМР в ферромагнитных субмикронных частицах и тонких пленках с неоднородным распределением намагниченности.

Основными задачами данной работы являлись:

- Изучение ферромагнитного резонанса в тонких магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией, находящихся как в однородном магнитном состоянии, так и в неоднородном магнитном состоянии.
- Изучение ферромагнитного резонанса в отдельных магнитных нанообъектах, находящихся в однородном магнитном состоянии, в вихревом состоянии и в состоянии с доменной стенкой.

Практическая значимость

Экспериментально реализована методика магнитно-резонансной силовой спектроскопии, с помощью которой были исследованы магниторезонансные свойства тонких магнитных пленок Co/Pt с перпендикулярной анизотропией, V-образных микрополосок с доменной стенкой и дисков с вихревой намагниченностью. Полученные результаты могут представлять практическую ценность для разработки устройств источников СВЧ - излучения на основе спин-трансферных наноосцилляторов.

Методы и методология исследования

Исследуемые ферромагнитные структуры изготавливались методами электронной литографии, что позволяло с высокой степенью точности контролировать их размеры и форму. Спектры ФМР образцов исследовались методом магнитно-резонансной силовой микроскопии и ЭПР-спектроскопии. Доменная структура пленок изучалась методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ). При анализе и интерпретации МРСМ спектров применялся метод микромагнитного моделирования, основанный на численном решении уравнения Ландау-Лифшица.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Магнитно-резонансная силовая спектроскопия в комбинации с магнитооптической магнитометрией и магнитно-силовой микроскопией позволяет проводить количественные исследования резонансных свойств доменной структуры многослойных ферромагнитных пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией, в том числе и в нулевом магнитном поле.
2. Анализ изменений формы резонансов в МРСМ спектре при контролируемом перемещении зонда относительно микрополоски позволяет определять области локализации резонансных мод колебаний намагниченности.
3. В спектре ФМР микрополоски V-образной формы имеется интенсивный низкочастотный резонанс, связанный с колебаниями намагниченности в области доменной стенки.

4. Магнитоэлектронное взаимодействие зонда МРСМ с магнитным вихрем позволяет селективно перестраивать частоту гиротропной моды колебаний намагниченности ферромагнитного диска.

Личный вклад автора

- Основной вклад в исследования резонансных свойств доменной структуры многослойных ферромагнитных пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией методом магнитно-резонансной спектроскопии (совместно с Мироновым В.Л. и Сапожниковым М.В.) [A1].
- Основной вклад в исследования резонансных мод колебаний намагниченности в микрополоске пермаллоя методом магнитно-резонансной спектроскопии (совместно с Мироновым В.Л. и Горевым Р.В.) [A2-A7].
- Равнозначный вклад в исследования резонанса в микрополоске V-образной формы, связанного с колебаниями намагниченности в области доменной стенки (совместно с Володиным А.П., Мироновым В.Л. и Горевым Р.В.) [A8, A9].
- Основной вклад в исследования влияния поля зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на гиротропную моду резонансных колебаний магнитного вихря в ферромагнитном диске (совместно с Мироновым В.Л. и Татарским Д.А.) [A10, A11].

Степень достоверности и апробация результатов

Работа выполнена на современном оборудовании. Научные положения и результаты диссертации обоснованы сопоставлением с имеющимися в литературе данными, использованием дополняющих друг друга подходов, сравнением с результатами теоретических расчетов. Полученные результаты опубликованы в реферируемых журналах. Результаты диссертационной работы докладывались на 17 российских и международных конференциях. В их число входят:

- XXI, XXII, XXIII, XXIV, XXV Международные симпозиумы "Нанофизика и наноэлектроника", (Н.Новгород, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021 гг.).
- International Symposium "Spin Waves 2013", June 9-15, 2013, Saint Petersburg.
- Moscow International Symposium on Magnetism "MISM - 2014", (Moscow, June 29 – July 3, 2014).
- International conference "Modern development of magnetic resonance", Kazan, Russia, (September 22-26, 2015).

- International Symposium “Spin Waves 2015”, June 7-13, 2015, Saint Petersburg.
- XXVI Российской конференции по электронной микроскопии" (РЭМ-2016), (г. Зеленоград, 31 мая – 3 июня 2016 г.).
- International conference “Modern development of magnetic resonance”, Kazan, Russia, (October 31-November 4, 2016).
- International conference “Modern development of magnetic resonance”, Kazan, Russia, (September 25-29, 2017).
- XXIII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (30 июня-5 июля 2018, Москва).
- International symposium "Spin Waves 2018", (Saint Petersburg, Russia, June 3-8, 2018).
- International conference “Scanning Probe Microscopy 2018” (Ekaterinburg, August 27-30, 2018).
- XXIV Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (1 июля-6 июля 2021, Москва).
- IV International Baltic Conference on Magnetism (August 29-September 2 2021, Kaliningrad, Russia).

Публикации

Результаты работы опубликованы в оригинальных статьях в отечественных и зарубежных журналах, сборниках трудов и тезисов докладов на научных конференциях. Всего по материалам диссертации опубликовано 28 работ, из них 11 журнальных статей. Полный список публикаций автора по теме диссертационной работы приведен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 118 страниц. Диссертация содержит 75 рисунков. Список литературы включает 112 наименований.

Содержание работы

В Главе 1 изложены основные теоретические представления о магнитных свойствах ферромагнитных наночастиц. Рассмотрены особенности создания планарно-упорядоченных ферромагнитных структур для изучения их магнитных

состояний и динамических свойств. Приведен обзор работ, в которых отображены особенности экспериментального исследования ферромагнитного резонанса в магнитных структурах микронного и нанометрового масштабов.

Глава 2. В настоящей главе обсуждается отработка методик исследования локального ФМР в тонкопленочных структурах с помощью разработанного в ИФМ РАН магнитно-резонансного силового микроскопа. Приводятся результаты исследований спектров ФМР тонких магнитных пленок с анизотропией типа легкая плоскость и легкая ось.

Раздел 2.1 посвящен описанию магнитно-резонансного силового микроскопа, разработанного в ИФМ РАН на основе вакуумного сканирующего зондового микроскопа “Solver HV” (“NT-MDT Spectrum Instruments”, г. Зеленоград).

Данный прибор предназначен для регистрации спектров и пространственных распределений амплитуды вынужденных колебаний намагниченности в тонкопленочных ферромагнитных наноструктурах.

В разделах 2.2 и 2.3 представлены результаты МРСМ измерений ФМР спектров пленки пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) (анизотропия типа легкая плоскость) и многослойной пленки кобальт-платины (Co/Pt) (анизотропия типа легкая ось), состоящей из чередующихся слоев Co (0.5 нм) и Pt (1 нм) (5 периодов). Обе пленки находятся в однородном магнитном состоянии. Показано, что если расстояние зонд-образец составляет более 6 мкм, в обеих пленках наблюдается только один резонанс. Данный резонанс связан с однородной прецессией намагниченности пленок. Этот резонанс расщепляется надвое, когда зонд приближается к пленкам. Возникающий дополнительный резонанс связан с прецессией намагниченности в области под зондом. Для пленки NiFe поле зонда направлено перпендикулярно намагниченности, что приводит к понижению эффективного поля, действующего на область под зондом. Вследствие этого резонансная частота локализованной моды понижается. Для пленки Co/Pt поле зонда сонаправлено намагниченности, что приводит к повышению эффективного поля, действующего на область под зондом, ведущее к повышению резонансной частоты локализованной моды.

В разделе 2.4 представлены МРСМ исследования доменной структуры многослойной пленки Co/Pt. Продемонстрировано, что исследуемая пленка Co/Pt может находиться в размагниченных состояниях с различными значениями

остаточной намагниченности. Каждое из этих состояний имеет собственную доменную структуру, которые были изучены с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ). Значение резонансной частоты определяется константой анизотропии пленки, намагниченностью насыщения и размером домена. МРСМ спектры для пленки, находящейся в состоянии с нулевым магнитным моментом в нулевом внешнем магнитном поле содержат только один резонанс. Это связано с тем, что латеральные размеры доменов с разными направлениями намагниченности одинаковые. В состоянии с ненулевым магнитным моментом (домены с противоположным направлением намагниченности имеют разные латеральные размеры) в ФМР спектре присутствуют два резонанса. Низкочастотный резонанс соответствует прецессии намагниченности в больших доменах, а высокочастотный резонанс - в маленьких доменах. С помощью МРСМ также исследован ФМР спектр структуры Co/Pt с дополнительным верхним слоем Co (1.3 нм). Из-за обменного взаимодействия слоя Co с остальной структурой Co/Pt существенно меняется спектр ФМР и доменная структура.

Глава 3 посвящена изучению спектров ФМР в микрополосках пермаллоя методами численного моделирования, ЭПР - спектроскопии и МРСМ.

В **разделе 3.1** приведены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований спектров ФМР микрополосок пермаллоя. Была изучена пространственная структура резонансных мод при различной взаимной ориентации внешнего магнитного поля и микрополоски.

Массив прямоугольных микрополосок с размерами 3000×500 нм был изготовлен методами электронной литографии и ионного травления из пленки пермаллоя толщиной 30 нм. Экспериментальные исследования ФМР проводились на спектрометре Bruker EMX Plus-10/12.

В пакете OOMMF был разработан алгоритм, который позволяет рассчитать ФМР спектр и визуализировать пространственную структуру резонансных мод. Данный алгоритм был протестирован для микрополосок с размерами $3000 \times 500 \times 30$ нм для различных ориентаций образца во внешнем магнитном поле. Для исследования пространственной структуры резонансных колебаний нами рассчитывались временные зависимости переменных компонент намагниченности для разных точек образца, на основе которых рассчитывались распределения амплитуды

резонансных колебаний). Хорошее согласие между экспериментальными и модельными спектрами дает основание полагать, что пространственная структура резонансных мод соответствует реальной динамике намагниченности. Продемонстрировано, что резонансные колебания намагниченности представляют суперпозицию длинноволновых магнитоэлектрических и коротковолновых обменных волн.

Раздел 3.2 содержит результаты исследований ФМР пермалловых микрополосок методом МРСМ.

Изучалась зависимость спектра МРСМ от взаимного расположения зонда и образца для геометрии, когда магнитный момент зонда и намагниченность образца были направлены вдоль длинной оси микрополоски. В качестве зондового датчика использовался кантилевер NSG-11, на который приклеивалась частица SmCo , форма которой близка к сфере и диаметр составлял около 10 мкм. Жесткость кантилевера составляла 0.01 Н/м, собственная резонансная частота 9.8 КГц. Расстояние от центра магнитной частицы до образца составляло 8 мкм, что позволило минимизировать влияние поля зонда. Внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости образца, переменное поле также было направлено в плоскости образца перпендикулярно постоянному полю. Частота СВЧ накачки составляла 5.8 ГГц. МРСМ спектры снимались в виде зависимости амплитуды колебаний зонда от внешнего магнитного поля. Рассмотрены три случая расположения зонда: над центром микрополоски, над краем микрополоски и на расстоянии три микрона от края микрополоски. Было продемонстрировано, что в системе есть несколько спин-волновых резонансов, локализованных преимущественно в центре микрополоски, и несколько краевых мод, локализованных на конце микрополоски. Когда зонд располагался над центром образца, резонансы проявляли себя только в виде провалов. Это связано с тем, что вся микрополоска находится в области, где градиент поля зонда имеет положительный знак. В случае, когда зонд находился над концом микрополоски, краевые моды располагались в области с положительным градиентом поля зонда и резонансы проявляли себя в виде провалов, в то время как спин-волновые резонансы от области в центре располагались преимущественно в области с отрицательным знаком градиента магнитного поля зонда и проявляли себя в виде

пиков. Краевые моды, которые локализованы на дальнем конце микрополоски, давали слабый вклад в МРСМ сигнал. Когда зонд располагался на расстоянии трех микрон от края микрополоски, все резонансы проявляли себя в виде пиков, т.к. вся микрополоска лежала в области с отрицательным знаком градиента поля зонда.

В разделе 4.1 приводятся результаты магнитно-резонансной силовой микроскопии одиночной доменной стенки в V-образной микрополоске.

Исследовалась доменная стенка, которая стабилизировалась в изгибе микрополоски V-образной формы. Предварительно спектры ФМР и модовый состав колебаний намагниченности V-образной микрополоски с углом 60 градусов исследовались методом микромагнитного моделирования. Показано, что при намагничивании образца перпендикулярно оси симметрии нанопроволоки в ней реализуется 60° доменная стенка. При приложении переменного поля в спектре присутствует интенсивный резонанс на частоте 1.3 ГГц. Визуализация пространственного распределения переменной компоненты намагниченности продемонстрировала, что данный низкочастотный резонанс соответствует моде, связанной с колебаниями доменной стенки.

Был изготовлен массив микрополосок V-образной формы из пленки пермаллоя толщиной 30 нм методом электронной литографии и ионного травления. Латеральные размеры микрополосок следующие: ширина 600 нм, длина внешней стороны около 3 мкм. При данных размерах намагниченность в плечах микрополоски находилась в квазиоднородном состоянии, в изгибе пинниговалась доменная стенка. Для исключения вклада соседних микрополосок в МРСМ сигнал расстояние в массиве между соседними элементами было 11 мкм. Экспериментально было обнаружено, что МРСМ спектр в диапазоне до 2.5 ГГц содержит один резонансный пик на частоте 1.6 ГГц, который при уменьшении расстояния между зондом и образцом смещался в область высоких частот. Измерения проводились в условиях, когда магнитное СВЧ поле направлено вдоль оси Y. Когда переменное магнитное поле прикладывалось вдоль оси X, резонансный пик пропадал. Продemonстрировано хорошее количественное согласие экспериментальных данных с результатами моделирования.

Было получено МРСМ изображение микрополоски для случая, когда частота СВЧ накачки равнялась резонансной 1.6 ГГц. При получении МРСМ изображения

снималась зависимость амплитуды колебаний зонда от его латерального положения относительно образца. Наиболее интенсивный сигнал наблюдался, когда зонд располагался непосредственно над доменной стенкой. Когда отстройка частоты СВЧ накачки от резонансной составляла 250 МГц, сигнал над центром доменной стенки исчезал.

В разделе 4.2 приведены результаты исследования влияния поля зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на гиротропную моду резонансных колебаний магнитного вихря в ферромагнитном диске. Для МРСМ исследований методами электронной литографии и ионного травления были изготовлены диски диаметром 900 нм из пленки пермаллоя толщиной 40 нм.

Исследовались МРСМ спектры при различных расстояниях между зондом и диском. Результаты экспериментов сравнивались с результатами моделирования и аналитическими расчетами. В расчетах использовалась простая модель зонда в виде однородно намагниченного шара. Численное микромагнитное моделирование проводилось с использованием симулятора MuMax3.

Продемонстрировано увеличение частоты гиротропной моды в случае, когда магнитный момент зонда сонаправлен кору вихря и уменьшение в противоположном случае. Когда магнитный момент зонда был противоположно направлен кору при расстоянии между зондом и образцом менее 2.5 мкм наблюдалось резкое возрастание резонансной частоты, связанное с изменением направления кора вихря. Численное моделирование также подтвердило перемагничивание кора вихря в этой области параметров. Таким образом, хорошее количественное согласие экспериментальных данных с аналитическими и численными расчетами демонстрирует адекватность модели зонда в виде однородно намагниченного шара, что может быть использовано для прогнозирования перестройки резонансной частоты гиротропной моды, а также для определения расстояния между зондом и образцом, при котором кор вихря перемагничивается.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Глава 1. Паттернированные магнитные наноструктуры (литературный обзор)

В настоящей главе изложены основные теоретические представления о магнитных свойствах ферромагнитных наночастиц. Рассмотрены технологические аспекты создания планарно-упорядоченных ферромагнитных структур для изучения их магнитных состояний и динамических свойств. Приведен обзор работ, в которых отображены особенности экспериментального исследования ферромагнитного резонанса в магнитных структурах микронного и нанометрового масштабов.

1.1 Магнитные наноструктуры

Ферромагнетиками называют класс веществ, в которых наблюдается спонтанный магнитный момент при температурах ниже критической (температура Кюри) (рис. 1.1) [20 - 22].

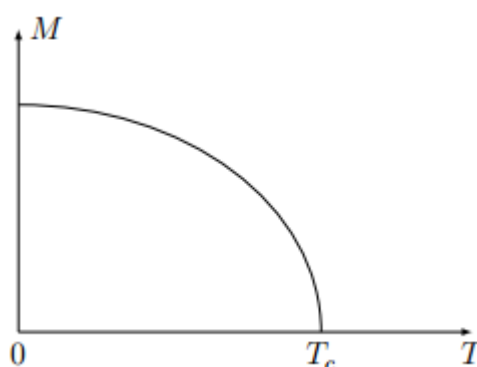


Рис. 1.1. Зависимость намагниченности ферромагнетика от температуры.

Ферромагнетик макроскопических размеров разбивается на области с одинаковой намагниченностью, называемые доменами (рис. 1.2).

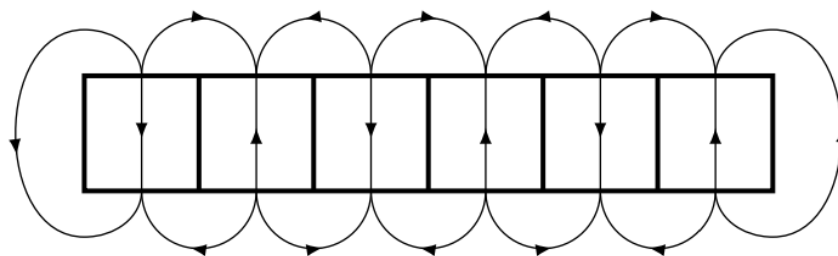


Рис. 1.2. Домены в ферромагнетике.

Область между двумя доменами называется доменной стенкой. Размер доменов, распределение намагниченности \vec{M} внутри доменной стенки определяется минимумом энергии, в простейшем случае имеющей следующий вид [23]:

$$E_{total} = E_{exch} + E_{anis} + E_{mag} + E_{H_{ext}} \quad (1.1)$$

Где $E_{exch} = \int \frac{1}{2} \frac{A}{M^2} (\nabla M_x)^2 + (\nabla M_y)^2 + (\nabla M_z)^2 dV$ - обменная энергия, A - константа обменного взаимодействия, M - намагниченность ферромагнетика.

E_{anis} - энергия магнитокристаллографической анизотропии, которая в случае ферромагнетика с легкой осью намагничивания записывается $E_{anis} = \int \kappa \cos^2(\alpha) dV$; κ - константа анизотропии, α - угол между вектором намагничивания и легкой осью.

$E_{mag} = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \vec{H}_M dV$ - энергия магнитодипольного взаимодействия; \vec{H}_M - напряженность магнитного поля, соответствующая заданному \vec{M} . В литературе \vec{H}_M также называют размагничивающим полем, которое определяется из следующих уравнений:

$$rot \vec{H}_M = 0 \quad (1.2)$$

$$div(\vec{H}_M + 4\pi \vec{M}) = 0 \quad (1.3)$$

Последнее слагаемое в (1.1) связано с энергией ферромагнетика во внешнем магнитном поле $E_{H_{ext}} = -\int \vec{M} \vec{H}_{ext} dV$.

Равновесное распределение намагниченности в образце находится из решения уравнения Эйлера:

$$\frac{\partial E}{\partial \vec{M}} = 0 \quad (1.4)$$

Обменное взаимодействие, как правило, является самым сильным в ферромагнетике, которое стремится сделать намагниченность однородной.

Магнитодипольное взаимодействие, наоборот, стремится разбить образец на домены.

Наиболее распространенными видами доменных стенок являются блоховская (рис. 1.3 (а)) и неелевская доменные стенки (рис. 1.3 (б)).

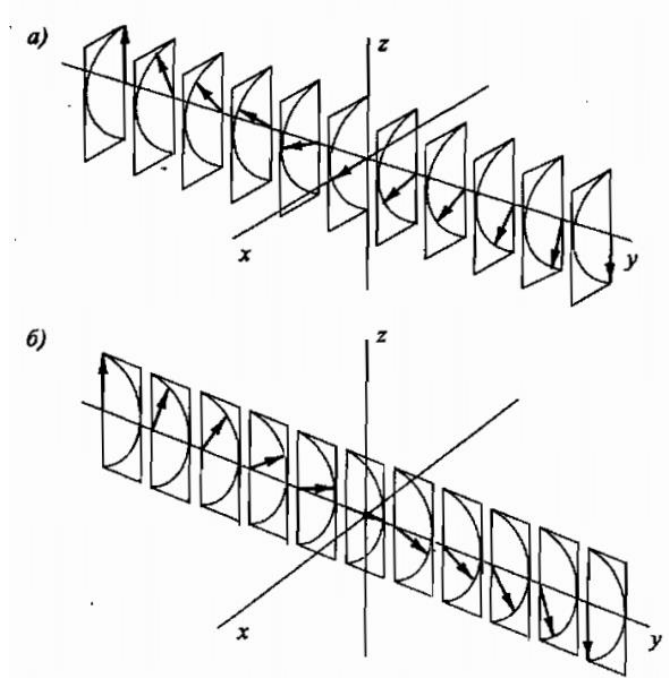


Рис. 1.3. Схематическое изображения распределения намагниченности в блоховской доменной стенке (а) и неелевской доменной стенке (б). Рисунок взят из [23].

Основными пространственными масштабами в ферромагнетиках являются обменная длина $l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{2\pi M^2}}$, ширина доменной стенки $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}}$ и размер домена

$D \propto \frac{\sqrt{AK}}{M^2}$. Если толщина магнитной пленки меньше или порядка ширины доменной стенки, то выгоднее реализация неелевской доменной стенки.

В ферромагнитных металлах (Co, Fe, Ni) пространственные масштабы находятся в диапазоне от десятков до сотен нанометров. Это приводит к тому, что в ферромагнетиках с субмикронными размерами (магнитные наноструктуры) форма образца начинает существенно влиять на распределение намагниченности в нем из-за анизотропии формы. Магнитные свойства наноструктур обладают большим разнообразием и значительно отличаются от массивного материала.

Например, в магнитных нанодисках при определенном соотношении толщины и радиуса может быть реализовано вихревое распределение намагниченности (рис. 1.4).

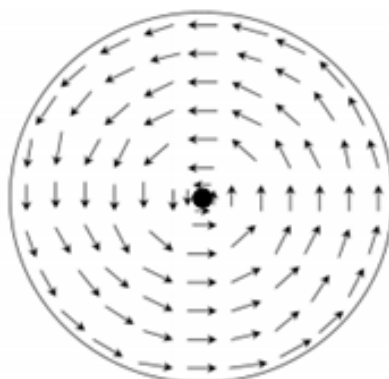


Рис. 1.4. Вихревое распределение намагниченности.

В наночастицах крестообразной формы может наблюдаться антивихревое распределение намагниченности (рис. 1.5) [24].

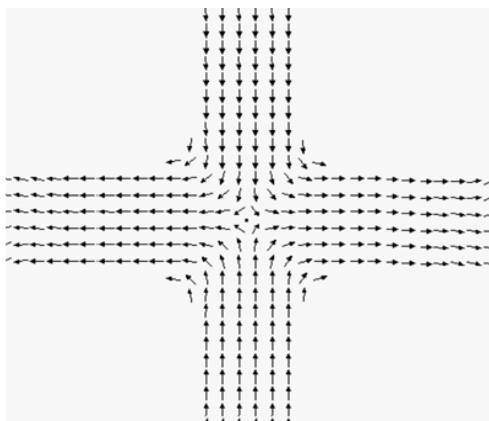


Рис. 1.5. Антивихревое распределение намагниченности.

Анизотропия формы приводит к ситуации, когда наночастица находится в однородном состоянии в отсутствие внешнего поля.

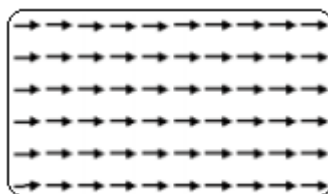


Рис. 1.6. Однородное магнитное состояние в наночастице с сильной анизотропией формы.

Тем самым, изменяя форму и размер магнитных наноструктур, можно эффективно управлять равновесным распределением магнитного момента.

Как было сказано ранее, наибольший интерес вызывают тонкопленочные магнитные наноструктуры, которые нашли множество применений в электронике. Например, в магнитных многослойных структурах ферромагнетик - нормальный металл - ферромагнетик электрическое сопротивление системы зависит от взаимной ориентации магнитного момента в магнитных слоях. Данный эффект носит название гигантского магнитосопротивления и составляет 10-50 %. Замена нормального металла на туннельно прозрачный диэлектрик увеличивает величину магнитосопротивления до 600 %. В этом случае эффект называется туннельным магнитосопротивлением. Наночастицы, изготовленные из подобных многослойных пленок, в настоящее время используются в качестве элементов памяти.

1.2. Изготовление магнитных наноструктур

В процессе изготовления тонкопленочных металлических магнитных наноструктур можно выделить три основных технологических процесса, которые могут чередоваться и циклически повторяться в разной последовательности: 1) напыление металлических пленок; 2) формирование маски из материала, изменяющего свои свойства под действием пучка электронов (резиста); 3) удаление ненужных металлических областей (травление) в маске, сформированной из резиста или вспомогательных металлических слоев. Как и для любой другой литографической технологии, основанной на использовании чувствительных к излучению материалов, последовательность этих процедур в процессах электронной литографии, выбор материалов, минимальный размер элементов конечной структуры и другие детали технологического процесса существенным образом зависят от применяемого резиста.

1.2.1. Электронно-лучевая литография

Электронно-лучевая литография является методом создания наноструктур с латеральными размерами 10-100 нм. Недостатком электронной литографии является гораздо меньшая производительность по сравнению с фотолитографией. Электронная литография основана на взаимодействии электронного пучка с резистом в процессе экспонирования. При экспонировании происходят химические изменения в резистах, такие, как неупорядоченный разрыв связей, поперечное сшивание или молекулярная перегруппировка в небольших молекулах добавки,

введенной в полимер [25]. Продукты этих реакций отделяются от неэкспонированных реагентов проявлением или каким-либо другим способом (например, нагреванием). Резисты разделяются на позитивные и негативные. У позитивного резиста увеличивается растворимость проэкспонированных электронным пучком областей, что является следствием нарушения химических связей в резисте электронным пучком. У негативного наоборот, проэкспонированные области намного медленнее растворяются, чем неэкспонированные (рис. 1.7).



Рис. 1.7. Позитивный и негативный резисты.

Позитивные резисты имеют гораздо более широкое применение, чем негативные. Это связано с тем, что они требуют меньше технологических операций и менее чувствительны к изменению параметров литографического процесса. Основной технологической задачей электронно-лучевой литографии является создание сложных масок, позволяющих провести ионное и плазмохимическое травление, как ферромагнитного материала, так и вспомогательных слоев, при обеспечении таких параметров, как форма, латеральные размеры и расстояние между элементами. Предельная разрешающая способность резистов может определяться разными факторами, и один из них – размер молекулы полимера или иного чувствительного вещества, которое используется для литографии. Важными характеристиками любого резиста являются чувствительность и контраст. Для негативного резиста чувствительность – это минимальная доза, которую необходимо сообщить участку резиста, чтобы он стал полностью нерастворимым. Для позитивного наоборот –

минимальная доза, необходимая для полного растворения экспонированного участка. Доза определяется как произведение плотности тока на время экспонирования и измеряется в Кл/см². На практике чувствительность электронного резиста D_c , определяемая как требуемая для экспонирования (получения скрытого или явного рисунка) доза облучения, зависит от многих параметров – энергии электронов, толщины резиста, материала подложки, молекулярного веса полимера, из которого изготовлен резист, типа и концентрации проявителя резиста, эффектов близости. Эффекты близости являются одной из главных проблем электронной литографии и связаны с обратным рассеянием электронов в резисте и в подложке. Длина пробега в обратном рассеянии для электрона пропорциональна $E^{1,7}$, где E – энергия электронов падающего луча. Эффекты близости приводят к нежелательному экспонированию областей, в которые луч непосредственно не направлялся. Различают внутренний и взаимный эффект близости (рис. 1.8). Внутренний эффект близости, обусловленный обратным рассеянием электронов за пределы непосредственно экспонируемой области, приводит к тому, что уединенные мелкие элементы топологии приходится экспонировать с дозой, заметно большей дозы, необходимой для больших областей. Для компенсации внутреннего эффекта близости должна быть задана избыточная доза. Чем толще резист, тем больше должна быть доза, необходимая для уменьшения ухода размеров. Взаимный эффект близости заключается в экспонировании ближайшими соседями друг друга и пространства между ними. Неэкспонированные области засвечиваются обратнорассеянными электронами.

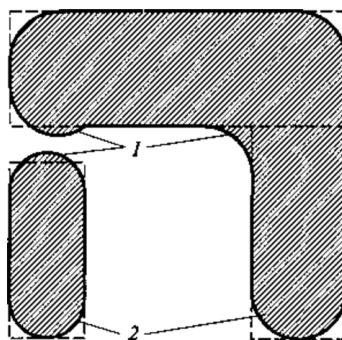


Рис. 1.8. Внешний (1) и внутренний эффекты близости (2). Прямоугольники, нарисованные пунктиром, обозначают область, в которой проводится экспонирование электронным пучком.

Для минимизации влияния взаимного эффекта близости проводится коррекция дозы, которая сводится к разбиению фигур рисунка на части, со своей дозой в каждой, либо к изменению размеров элементов рисунка. Также используются многослойные резисты, использование в качестве подложки тонкой мембраны, уменьшение толщины резиста. Контраст γ характеризует степень крутизны рельефа резиста после проявления и определяется как наклон на линейном участке логарифмической зависимости толщины остающегося резиста от дозы облучения. Высококонтрастные резисты с большим значением γ обеспечивают более четкую проработку краев элементов топологии и имеют высокую разрешающую способность, чем с меньшим значением γ [25, 26].

Наиболее распространенным резистами в электронной литографии являются позитивные на основе полиметилметакрилата (РММА). Позитивный резист полиметилметакрилат (РММА) относится к одним из самых распространенных резистов, обладающий при этом высоким разрешением (по литературным данным до 5 нанометров) [25-28]. Химическая формула молекулы РММА имеет следующий вид: $[\text{CH}_2-\text{C}(\text{CH}_3)(\text{COOCH}_3)]_n$.

Молекулярный вес одного звена макромолекулы РММА = 100 а. е. м. = $167 \cdot 10^{-24}$ г; удельный вес РММА $\rho = 1.19$ г/см. Соответственно, характерный линейный размер одной молекулы $b = 5.19 \cdot 10^{-8}$ см = 0.52 нм. Величина b вычисляется по формуле $b = \left(\frac{M}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}}$, то есть звено РММА предполагается в виде куба с ребром b .

Экспонирование электронным пучком приводит к разрыву основной цепи на фрагменты с относительно небольшим молекулярным весом, которые при проявлении вымываются в специально подобранном проявителе. Для наилучшего разрешения толщина резистной пленки должна быть меньше желаемой ширины линии. К числу достоинств РММА относятся нечувствительность к видимому свету, хорошая адгезия и малая токсичность. Существенным недостатком является плохая стойкость в процессах ионного и плазмохимического травления [26]. Наиболее проста в применении и поэтому часто используется методика взрывной литографии (lift-off) [27]. Как было сказано выше, чувствительность позитивного резиста характеризует дозу, которую необходимо передать участку этого резиста для его полной проявки за приемлемое время (обычно 1-2 минуты). Для

определения чувствительности обычно используют тестовую структуру, состоящую из массива одинаковых элементов (например, квадратов) с различной дозой экспонирования. Задаётся определённый шаг дозы от одного элемента к следующему. После экспонирования и проявления тестовой структуры, для позитивного резиста ищут среди проявившихся до дна элементов, тот, который был проэкспонирован с минимальной дозой. Эту дозу и принимают равной чувствительности позитивного резиста. В литературе контрастность для позитивного резиста определяют несколькими способами [27, 28]. В качестве контрастности для позитивного резиста, можно предложить использовать параметр растворимости. Действительно, обратная молекулярная масса (M) полимерного резиста линейно зависит от дозы экспонирования (D). Таким образом, можно записать, что

$$D = \frac{1}{M} \quad (1.5)$$

Скорость проявления линейно растворяющегося резиста (V) может быть описана степенной зависимостью [25, 29-32]:

$$v = aM^{-\gamma} \quad (1.6)$$

Тогда используя формулы (1.1) и (1.2) можно получить зависимость скорости проявления резиста от дозы экспонирования.

$$v = v_0 \left(\frac{D}{D_0} \right)^{\gamma} \quad (1.7)$$

где V - это скорость проявления области проэкспонированной с дозой D , а v_0 - скорость проявления области проэкспонированной с дозой D_0 . Параметр γ - принимается за контрастность. На практике для определения γ используется тот же подход, что и для определения чувствительности, т.е. используют тестовую структуру, состоящую из массива одинаковых областей с различной дозой экспонирования. Затем строится характеристическая кривая, представляющая собой зависимость нормированной остаточной толщины резиста от $\log_{10} \frac{D}{D_0}$, где D - доза экспонирования; D_0 - доза, при которой резист начинает проявляться (рис. 1.9). Контрастность γ будет определяться следующим образом:

$$\gamma = \frac{1}{\log \frac{D_c}{D_0}} \quad (1.8)$$

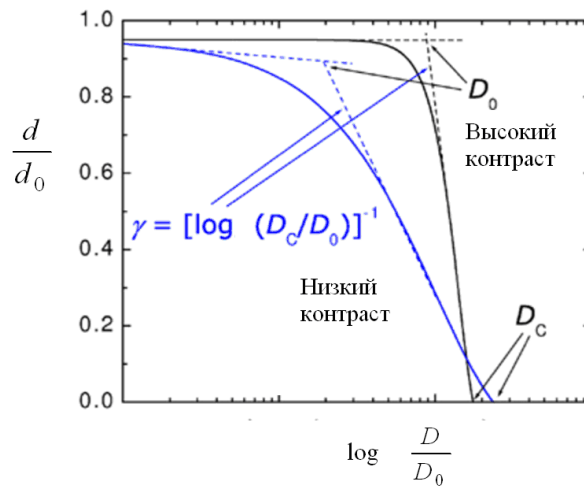


Рис. 1.9. Характеристическая кривая позитивного резиста. D - доза экспонирования; D_0 - доза, при которой резист начинает проявляться; d - остаточная толщина резиста после проявления; d_0 - начальная толщина резиста.

Однако главной особенностью формируемых нами объектов является то, что такие величины как планарные размеры, расстояния между металлическими элементами, их толщина соизмеримы и составляют $\sim 10 - 100$ нм. При магнетронном нанесении магнитных слоев из-за осаждения материала на боковые поверхности маски из резиста прямое применение методики lift-off не дает положительного результата. Кроме того, у РММА есть существенный недостаток - это его плохая стойкость в процессах ионного и плазмохимического травления, в то время как подобные процедуры сухого травления обычно являются необходимыми этапами технологической цепочки изготовления металлической наноструктуры. При формировании магнитных наночастиц методом электронной литографии предпочтительно использовать более стойкие к травлению негативные резисты.

1.2.2. Магнетронное напыление

Получение высококачественных магнитных металлических тонких пленок является важным этапом при изготовлении магнитных наноструктур. Метод ионного распыления мишени получил большое распространение в тонкопленочных технологиях [33-35]. При использовании метода ионного распыления материал распыляемой мишени находится при комнатной температуре и бомбардируется низкоэнергичными ионами из плазмы газового разряда. Наиболее эффективными и распространенными системами ионного распыления являются магнетронные системы. Методы магнетронного распыления позволяют создавать как металлические, так и диэлектрические пленки. Пленки, изготовленные магнетронным распылением, имеют высокую адгезию, подложка при этом не разогревается, что позволяет напылять пленки на материалы с низкой термостойкостью. Возможно распыление тугоплавких материалов. В магнетронных системах используются скрещенные магнитные и электрические поля. Распыление мишени происходит за счет бомбардировки поверхности мишени ионами рабочего газа, которые образуются в плазме тлеющего разряда. С помощью сильного магнитного поля достигается локализация плазмы вблизи поверхности распыляемой мишени и увеличивается плотность ионного тока. Схематическое движение электронов и иона рабочего газа показано на рис. 1.10. Основными составляющими магнетронной системы являются катод-мишень, анод и магнитная система.

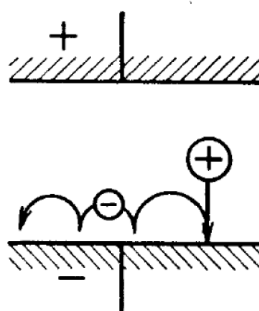


Рис. 1.10. Траектории движения электрона и иона в скрещенных электрическом и магнитном полях. Рисунок взят из [35].

Принципиальная схема и принцип работы кольцевого планарного магнетрона приведена на рис. 1.11.

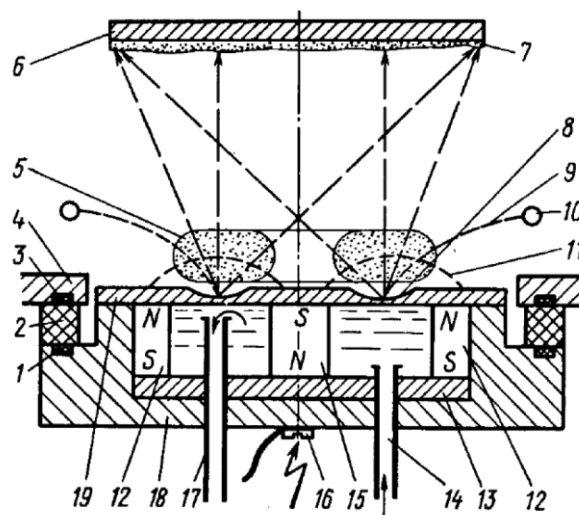


Рис. 1.11. Схема магнетрона. 1,3 уплотнительные прокладки, 2 изолирующее кольцо, 4 – фланец камеры, 5,8- зоны плазмы и эрозии, 6 – подложка, 7 – тонкая пленка, 9,11 – электрическое и магнитные поля, 10 - анод, 12,15 – периферийные и центральный магниты, 13 – основание магнитного блока, 14,17 – трубки подачи и слива воды, 16 – зажим, 18 – корпус, 19 – мишень. Рисунок взят из [35].

В кольцевом планарном магнетроне все элементы смонтированы в корпусе 18, присоединенном к рабочей камере через промежуточное изолирующее кольцо 2 и фланец 4 с вакуумными уплотнительными прокладками 1 и 3. Дискообразная мишень-катод 19 охлаждается проточной водой по трубкам 14 и 17. Напряжение, подаваемое на катод через зажим 16, равно 300 - 700 В. Под катодом расположен магнитный блок, состоящий из центрального 15 и периферийных 12 постоянных магнитов, закрепленных на основании блока 13, изготовленного из магнитомягкого материала. Магнитный блок создает магнитное поле (порядка 200–500 Гс). Составляющая поля параллельна плоскости катода. Анод 10 расположен над катодом и может находится либо под потенциалом земли, либо под напряжением 30-100 В относительно катода и обеспечивает образование электрического поля 9. Составляющая этого поля перпендикулярна плоскости катода. При подаче отрицательного потенциала на катод в прикатодной области образуется зона скрещенного магнитного и электрического полей. Находящиеся там электроны совершают сложные движения под действием полей и ионизируют газ. В результате появляется разряд и над поверхностью катода образуется кольцеобразная (торообразная) зона плазмы 5, сопровождающаяся световым

излучением. При этом положительные ионы рабочего газа ускоряются в направлении катода, бомбардируя и распыляя его поверхность в зоне 8, называемой зоной эрозии. Атомы материала, выбитые с поверхности мишени, осаждаются в виде пленки 7 на подложке 6, а также частично рассеиваются молекулами остаточных газов и осаждаются на стенках рабочей камеры магнетрона.

Магнетроны могут работать при давлении рабочего газа 0.5 – 30 мТорр, средняя скорость напыления может варьироваться в широких пределах и составлять от долей нанометров до десятков нанометров в секунду.

1.2.3. Вакуумно-плазменное травление

После того, как с помощью электронно-лучевой литографии получен рисунок на резисте, находящийся под ним материал удаляется посредством травления. При создании магнитных наноструктур наиболее эффективным оказывается использование ионного травления, плазмохимического травления и реактивно-ионного травления [36-38].

Ионное травление - это процесс, при котором поверхностные слои материалов удаляются в результате физического распыления, которое осуществляется энергетическими ионами газов (обычно это ионы инертных газов), не вступающих в химические реакции с обрабатываемым веществом. В результате проникновения иона в материал возникает каскад бинарных упругих столкновений смещенных атомов, в которых происходит обмен энергией и импульсом между атомами (рис. 1.12). Масса ионов должна быть достаточно велика, т.е. близка или больше массы атомов материала, чтобы увеличить вероятность смещения атомов в столкновениях, т.е. вероятность возникновения каскада столкновений. Конечным результатом каскада столкновений может стать передача поверхностному атому достаточной энергии и необходимого импульса нужной направленности (наружу из материала) для преодоления сил его связи на поверхности.

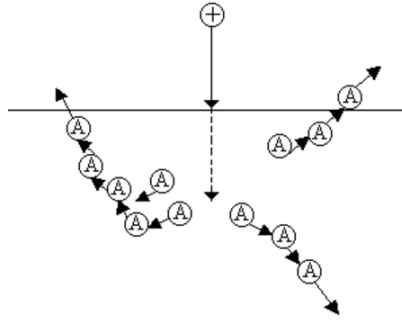


Рис. 1.12. Схема каскада упругих столкновений атомов A в материале при ионной бомбардировке.

Ионное травление характеризуется высокой анизотропией. Это приводит к тому, что профиль планарной структуры, получаемой в результате травления, обладает вертикальными стенками. Анизотропия травления также позволяет минимизировать изменения латеральных размеров структуры. Ионное травление характеризуется коэффициентом распыления S скоростью распыления V

$$S = \frac{n}{n_0} \quad (1.9)$$

где n - число выбитых атомов; n_0 - число ионов, бомбардирующих материал.

Скорость и коэффициент распыления связаны соотношением

$$S = \frac{eN_a}{jM} \rho V \quad (1.10)$$

где e - заряд электрона; ρ - плотность материала; j - плотность тока ионов; M - масса атомов материала на единицу количества вещества; N_a - число Авогадро.

Коэффициент распыления материала сложным образом зависит от угла падения и энергии падающих ионов (рис. 1.13). Это ведет к тому, что требуется существенное время для подбора оптимального диапазона энергий падающих ионов. Кроме того, в результате ионного травления в образце образуется большое число дефектов, что, как правило, нежелательно. Еще одной серьезной проблемой ионного травления является низкая избирательность по отношению к различным материалам.

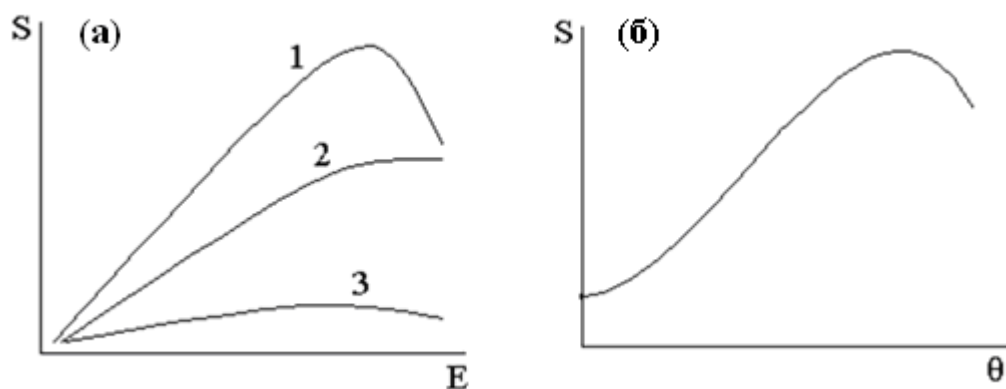


Рис. 1.13. Качественная зависимость коэффициентов распыления S серебра (1), меди (2) и молибдена (3) от энергии E ионов аргона (а) и качественная зависимость коэффициента распыления S от угла падения θ иона на поверхность образца (б). Рисунок взят из [35].

В плазмохимическом травлении поверхностные слои материалов удаляются только в результате химических реакций между химически активными частицами атмосферы, в которой проводится травление и атомами травимого вещества. Если обрабатываемая структура располагается в области плазмы разряда, то травление называется плазменным, и химические реакции травления будут активироваться с помощью бомбардировки низкоэнергетических заряженных частиц поверхности травимого материала. Если материал находится в вакуумной зоне обработки, то травление идет без активации и называется радикальным. По сравнению с ионным травлением плазмохимическое травление характеризуется высокой производительностью химических реакций в плазме и сравнительно низкой плотностью дефектов, но при этом несколько снижается анизотропия процесса травления. Благодаря химической природе процесса, его избирательность по отношению к различным материалам более высокая, чем у ионного травления.

При реактивно-ионном травлении поверхностные слои структуры удаляются в результате как физического распыления энергетическими ионами, так и химических реакций. Оно бывает ионно-плазменным, если материал находится в зоне плазмы, и реактивным ионно-лучевым, если материал находится в вакуумной зоне.

Как плазмохимическое, так и ионно-лучевое травление основано на использовании образующихся в процессе разряда высокоэнергетических (> 500 эВ) ионов газа. Ионно-плазменное травление проще всего осуществить в высокочастотной диодной системе, схема которой представлена на рис. 1.14. Материал, подвергаемый травлению, закрепляется на запитываемом электроде и бомбардируется притягиваемыми из плазмы ионами.



Рис. 1.14. Высокочастотная диодная система для реактивного ионного травления. Рисунок взят из [35].

Запитываемый электрод является катодом, а все остальные внутренние заземленные части реактора - анодом; при этом площадь катода намного меньше площади анода. Плазма не удерживается и занимает весь объем камеры. Заземленный экран предотвращает распыление защищаемых им участков поверхности запитываемого электрода. Если отношение поверхности катода к заземленной поверхности достаточно мало, то наибольшее падение напряжения осуществляется на ионной оболочке катода. Направление вектора электрического поля в районе ионной оболочки перпендикулярно поверхности катода, поэтому при типичных рабочих давлениях (1.33 - 13.3 Па) ионы падают на поверхность под прямым углом, и, следовательно, степень анизотропии травления очень высока. В методе ионно-лучевого травления источником ионов обычно является разряд постоянного тока, ограничиваемый магнитным полем, причем область разряда физически отделена от травимого образца, расположенного на держателе, системой сеток (электродов), на которые подаются потенциалы смещения, обеспечивающие экстрагирование ионного пучка (обычно Ag^+) из разряда. Для обеспечения используемых на практике плотностей тока лучка (< 1 мА/см²) требуется прикладывать напряжение (сообщать ионам энергию) свыше 500 В. Обычно пучок

хорошо коллимирован, поэтому угол его падения на поверхность образца можно регулировать наклоном держателя образца. Для нейтрализации ионного пучка на его пути размещается разогреваемая нить накала, инжектирующая в пучок электроны низких энергий. Для плазмохимического травления некоторых металлов применяют молекулярные газы, содержащие один или более атомов галогенов в своих молекулах (например, CO, COF₂, COCl₂, F₂ и Cl₂). Выбор таких газов объясняется тем, что образуемые ими в плазме элементы реагируют с материалами, подвергаемыми травлению, образуя летучие соединения при температурах, достаточно низких, чтобы обеспечить качественный перенос рисунка. Из плазменного разряда могут образовываться химически агрессивные и токсичные газы (HF, Cl₂, Br₂), поэтому необходимо предусматривать меры безопасности при вентилировании насоса, замене в нем масла и повседневном техническом обслуживании. Поскольку необходимо осуществлять независимое управление давлением и скоростью подачи рабочего газа, для регулирования скорости откачки применяют дроссельную заслонку. Значения скорости подачи газа обычно лежат в интервале 50-500 см³/мин при стандартных температуре и давлении.

Подача высокочастотного напряжения часто осуществляется посредством цепей с регулируемым импедансом при частоте 13.56 МГц (эта стандартная частота используется в промышленных, научных и медицинских установках в США). Однако недавно проведенные исследования влияния частоты на характеристики процесса травления показали важность этого параметра, определяющего энергию ионов, что привело к заключению о целесообразности отклонения от стандартной частоты. Применяются специальные устройства для согласования импеданса плазмы с выходным импедансом высокочастотного генератора, что обеспечивает эффективную передачу энергии.

1.3. Ферромагнитный резонанс в тонкопленочных паттернированных структурах

Исследование динамики намагниченности в паттернированных магнитных наноструктурах привлекает внимание большого числа исследователей из-за перспектив их применения в качестве элементной базы спин-волновой электроники. Тонкие ферромагнитные пленки и паттернированные структуры на их основе

получили широкое применение в различных СВЧ устройствах: в СВЧ-генераторах, СВЧ-фильтрах, датчиках магнитных полей, в устройствах обработки информации [39 - 45]. Основой для их применения являются их магнитно-резонансные свойства [46].

1.3.1. Ферромагнитный и спин-волновой резонансы

Явление ФМР состоит в резонансном поглощении ферромагнитным образцом высокочастотного электромагнитного поля, направленного перпендикулярно к намагниченности ферромагнетика. С точки зрения квантовой механики поглощение обусловлено переходами между различными энергетическими уровнями, которым соответствуют различные значения магнитных моментов электронов. Изучение динамики намагниченности удобнее делать с помощью феноменологического подхода, разработанного Ландау и Лифшицем в работах [46, 47], т.к. учет таких параметров ферромагнетиков, как механические напряжения в образце, магнитная анизотропия делают применение методов квантовой механики практически невозможным. В рамках феноменологического подхода намагниченность \vec{M} считается классическим вектором, равновесное распределение которой в ферромагнитном образце определяется различными взаимодействиями: обменным, магнитостатическим, взаимодействием с внешним магнитным полем и.т.д. Уравнение движения вектора намагниченности записывается следующим образом [48]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{M} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{eff}] - \frac{\lambda}{M^2} [\vec{M} [\vec{M}, \vec{H}_{eff}]] \quad (1.11)$$

где \vec{M} - намагниченность образца; γ - гиромагнитное отношение; \vec{H}_{eff} - эффективное поле, действующее на намагниченность образца. Вокруг направления \vec{H}_{eff} происходит прецессия намагниченности. Определяется эффективное поле через плотность энергии ферромагнетика $E = E_{H_{ext}} + E_{exch} + E_{anis} + E_{mag}$.

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial E}{\partial \vec{M}} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial E}{\partial \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}} \right) \quad (1.12)$$

Второе слагаемое в уравнении (1.11) отвечает за диссипацию в ферромагнетике.

При приложении переменного магнитного поля $\vec{h} \perp \vec{H}_{eff}$ магнитный момент ферромагнетика начинает совершать прецессионное движение вокруг направления, задаваемого эффективным магнитным полем (рис. 1.15).

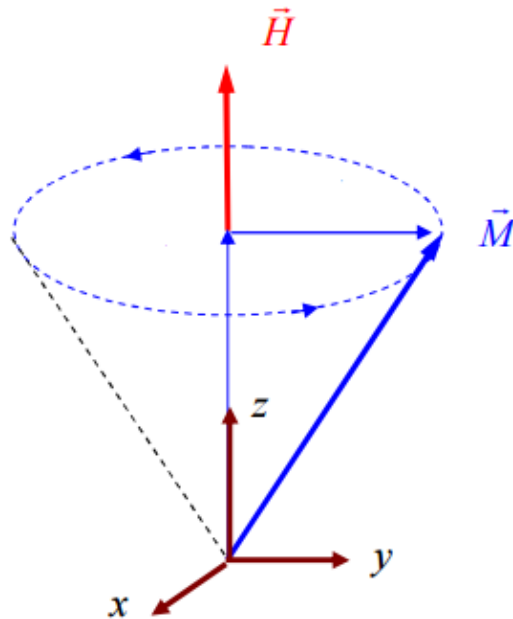


Рис. 1.15. Прецессия вектора намагниченности вокруг направления эффективного магнитного поля.

Прецессия магнитного момента может быть как пространственно однородной, так и неоднородной, что может быть связано как с неоднородностью переменного магнитного поля внутри ферромагнетика, так и с неоднородностью эффективного магнитного поля. Пространственно-неоднородная прецессия магнитного момента называется спин-волновым резонансом (СВР). Для малых отклонений намагниченности от положения равновесия можно считать, что вектор намагниченности \vec{M} определяется векторной суммой постоянной и переменной компонент намагниченности $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$, где $\vec{M}_0 \perp \vec{m}$ из-за постоянства длины вектора намагниченности при колебаниях магнитного момента ($|\vec{M}_0| = |\vec{M}|$). Уравнение Ландау-Лифшица линеаризуется, оставляя слагаемые, линейные по малым переменным \vec{m} и \vec{h} . Для гармонических процессов $\vec{m} \exp\{i\omega t\}$ уравнение запишется в следующем виде:

$$\vec{m} = \hat{\chi} \vec{h}_0 \quad (1.13)$$

$\widehat{\chi}$ – тензор высокочастотной магнитной восприимчивости. Особенностью тензора магнитной восприимчивости является зависимость от \vec{H}_0 , \vec{h} и ω , которая определяет резонансные частоты ФМР. Учет диссипации в уравнении движения магнитного момента приводит к тому, что компоненты тензора χ являются комплексными величинами:

$$\widehat{\chi} = \widehat{\chi}' + i\widehat{\chi}'' \quad (1.14)$$

Наличие мнимой компоненты тензора магнитной восприимчивости обуславливает конечную ширину резонансной линии. Мнимая составляющая характеризует мощность поглощаемой энергии переменного поля магнитным образцом, а именно:

$$P = \frac{\omega \vec{h} \cdot (\widehat{\chi} \cdot \vec{h})}{2} \quad (1.15)$$

Зависимость компоненты тензора $\widehat{\chi}''$ от частоты определяют кривые поглощения энергии при различной ориентации пленки относительно внешнего поля \vec{H}_0 .

Максимальные значения $\widehat{\chi}''_{\text{max}}$ достигаются для резонансных частот ω_r . Ширина резонансной линии $\Delta\omega$ определяется расстоянием между точками, в которых амплитуда пика резонансной кривой уменьшается в два раза. Характеристики экспериментальной линии поглощения (ω_r , $\Delta\omega$, форма линии) зависят от особенностей магнитных свойств ферромагнетика. Поэтому анализ спектров ФМР и спиновых волн (СВР) позволяет получить информацию о различных структурных и химических особенностях изучаемого магнитного образца, проявляющихся во флуктуациях основных параметров спиновой системы: намагниченности, константы обменного взаимодействия, константы локальной магнитной анизотропии и т.д. [48]. Изучение динамических свойств магнитных пленок и наноструктур позволяет в дальнейшем использовать свойства паттернированных магнитных наноструктур в устройствах СВЧ - электроники [49-60].

Спектр спиновых волн определяется магнитодипольным и обменным взаимодействиями. Диссипация в ферромагнетике приводит к затуханию спиновых волн. Это выражается в том, что волновое число, которое характеризует распространение спиновой волны $\vec{m} \exp\{i\vec{k}\vec{r} + i\omega t\}$, является комплексным $k = k' + ik''$. Мнимая часть волнового числа k'' определяет масштаб

распространения спиновой волны $l = \frac{1}{2k''}$. Для изучения спектра спиновых волн необходимо определить граничные условия, которые выводятся из интегрирования уравнения Ландау-Лифшица. Граничным условием может быть отсутствие переменной намагниченности на поверхности $\vec{m} = 0$, что соответствует полному закреплению спинов на поверхности магнетика [61]. В работе [62] был исследован другой предельный случай граничных условий – возбуждение СВР в тонкой пленке при полной свободе поверхностных спинов. Граничные условия Д. Радо и Д. Уиртмена являются результатом обобщения двух предельных случаев [63-65].

$$\left[\vec{z}_0 \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial n} \right] + \zeta ((\vec{n}_0 \vec{m}) \vec{n}_0 + [(\vec{n}_0 \vec{z}_0) \vec{n}_0 \times \vec{m}]) = 0 \quad (1.16)$$

Где \vec{n}_0 - вектор нормали к поверхности, \vec{z}_0 - единичный вектор, направленный вдоль \vec{M}_0 , ζ - параметр закрепления магнитных моментов на поверхности, показывающий отношение поверхностной энергии анизотропии к энергии обмена.

Спиновые волны в диапазоне до $k < 10^4 \text{ см}^{-1}$ принято называть магнитостатическими. На рис. 1.16 приведен пример дисперсионных зависимостей различных типов волн в пленке иттриевого феррит-граната. Характер магнитостатической волны определяется взаимной ориентацией направления намагниченности и распространения. Для обратных объемных волн данные направления совпадают, для прямых объемных – ортогональны. В объемных волнах переменная намагниченность меняется по толщине пленки по тригонометрическому закону, а в поверхностных спадает в глубину пленки по экспоненциальному закону от одной из границ. Граничные условия также оказывают сильное влияние на дисперсионную зависимость. Покрытие поверхности пленки металлом ведет к существенной перестройке дисперсионной зависимости. Малая скорость распространения (порядка скорости звука), широкий диапазон частот, который может регулироваться внешним магнитным полем делает данные волны удобными для создания различных устройств СВЧ-техники.

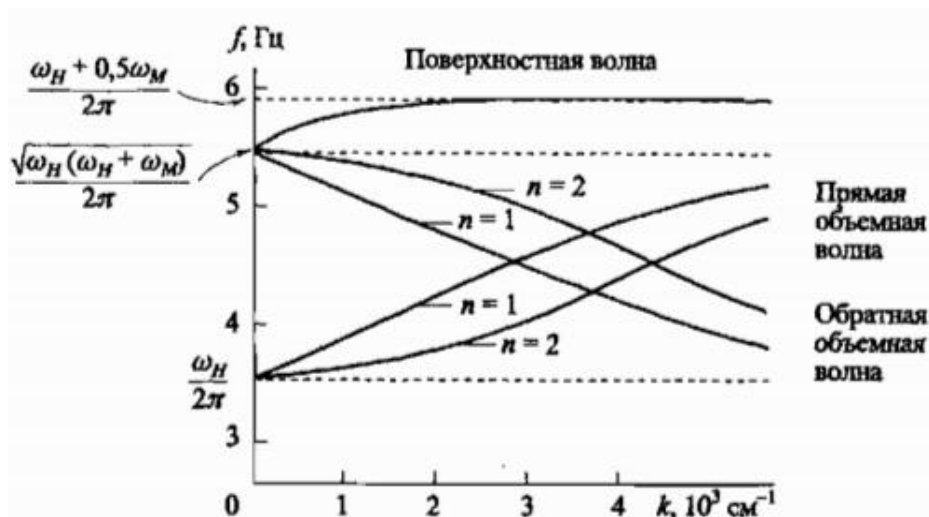


Рис. 1.16. Дисперсионные зависимости для магнито-статических волн в пленке иттриевого феррит-граната. Толщина пленки 10 мкм. Рисунок взят из [23].

В работах [63 – 72] были исследованы поверхностные спиновые волны. Также был проведен анализ поверхностных и объемных мод СВР в зависимости от параметров закрепления спинов и толщины пленки. Изучены особенности спектров СВР при граничных условиях различного вида.

1.4. Экспериментальные методы изучения ферромагнитного резонанса

Для экспериментального наблюдения ферромагнитного резонанса можно применить два подхода – изменение частоты электромагнитного излучения при постоянном магнитном поле или изменение напряженности поля при постоянной частоте.

1.4.1. ЭПР спектроскопия

Изменять напряженность магнитного поля в большом диапазоне существенно проще, чем частоту электромагнитного излучения. Поэтому в ЭПР спектрометрах используется подход, основанный на получении спектра магнитного резонанса как зависимости поглощения электромагнитной энергии от величины магнитного поля. Принципиальную схему ЭПР спектрометра можно представить в виде схемы, показанной на рис. 1.17 [73, 74].

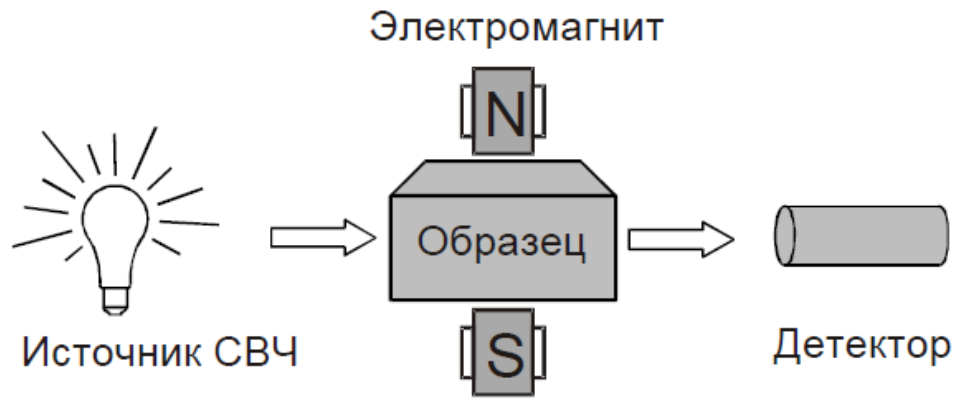


Рис. 1.17. Схема простейшего спектрометра ЭПР. Рисунок взят из [74].

Схема, представленная на рис. 1.17, встречается сравнительно редко. Для повышения чувствительности современные спектрометры используют принцип регистрации сигнала ЭПР, представленный на рис. 1.18.

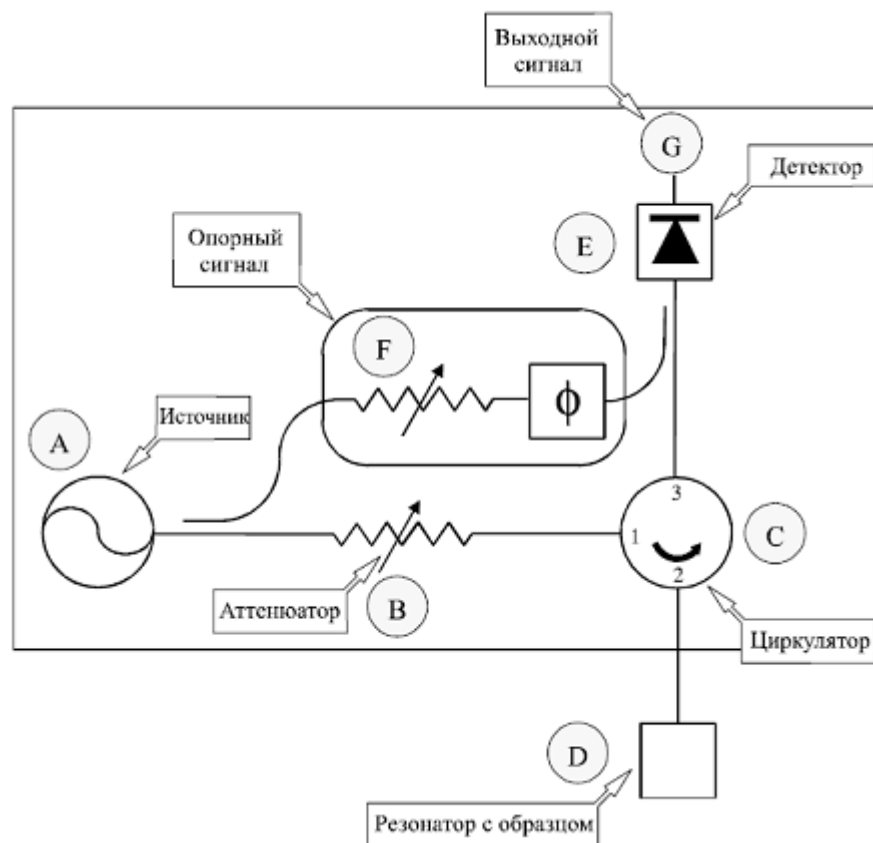


Рис. 1.18. Схема коммерческого спектрометра ЭПР. Схема взята из [74].

СВЧ излучение от источника А направляется через аттенюатор В, предназначенный для регулировки мощности СВЧ, затем через циркулятор С и через волновод попадает на резонатор с образцом D. Отраженная от резонатора электромагнитная волна через циркулятор подается на детектор Е, сигнал с которого поступает на усилитель G с переменным коэффициентом усиления и далее на регистрирующее устройство. Циркулятор используется для разделения потоков излучения от источника и от резонатора. Таким образом, на детектор попадает только отраженное излучение и не попадает излучение от источника. Усилитель предназначен для согласования уровня сигнала с выхода детектора с уровнем входного сигнала регистрирующего устройства. Детектор преобразует мощность электромагнитного излучения в электрический ток, при этом зависимость тока от мощности излучения имеет достаточно сложный характер. Фазовращатель используется для согласования фаз отраженного и опорного сигналов. Резонатор, в котором располагается исследуемый образец, предназначен для улучшения чувствительности спектрометра. Он представляет собой металлический цилиндр с круглым или прямоугольным сечением, соединенный с микроволновой частью системы волноводом. Резонатор накапливает энергию СВЧ колебаний и усиливает сигналы. Направление постоянного магнитного поля перпендикулярно магнитной компоненте СВЧ-поля в резонаторе (рис. 1.19).

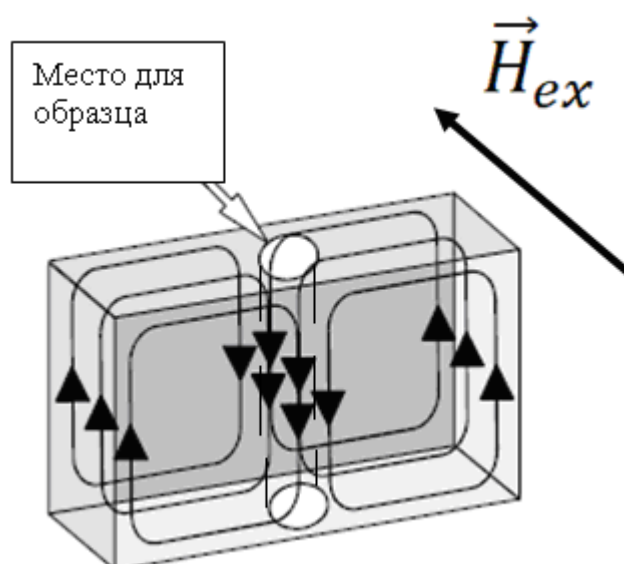


Рис. 1.19. Схема резонатора в ЭПР спектрометре. Рисунок взят из [74].

Важнейшими характеристиками резонатора являются резонансная частота и добротность. Резонансная частота соответствует максимуму накопленной в

резонаторе энергии (и, соответственно, минимуму отраженной). Добротность характеризует эффективность накопления энергии резонатором и представляет собой отношение накопленной энергии к рассеянной за один период электромагнитного колебания. Ее величина может быть определена из следующего выражения:

$$Q = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (1.17)$$

где ω_r – резонансная частота, $\Delta\omega$ – ширина пика на половине высоты. Чем больше добротность резонатора, тем выше чувствительность спектрометра. Регистрация сигнала ЭПР осуществляется следующим образом. В условиях магнитного резонанса возрастают потери электромагнитного излучения в образце, что в свою очередь приводит к уменьшению добротности резонатора. Это ведет к нарушению согласования резонатора с остальными частями СВЧ-системы, и возрастает уровень отраженного микроволнового излучения, которое и регистрируется детектором. Улучшение чувствительности может быть осуществлено применением высокочастотной модуляции и фазового детектирования ЭПР - сигнала. Данный подход заключается в следующем. К постоянному магнитному полю примешивается переменное поле, изменяющееся с небольшой амплитудой по гармоническому закону. Поскольку в пределах амплитуды модуляции зависимость интенсивности сигнала ЭПР от величины магнитного поля близка к линейной, то на выходе СВЧ - детектора регистрируется сигнал, амплитуда синусоидальной составляющей которого пропорциональна наклону этой прямой, т.е., фактически, величине первой производной сигнала ЭПР. Затем в фазовом детекторе происходит сравнение сигнала с СВЧ - детектора с опорным сигналом, используемым для модуляции поля. На выходе фазового детектора получается сигнал, пропорциональный первой производной сигнала ЭПР. Для дальнейшего улучшения отношения сигнал-шум используется фильтр низких частот, характеристикой которого является постоянная времени. На чувствительность и разрешающую способность прибора оказывают существенное влияние все три параметра – частота и амплитуда модуляции и постоянная времени.

1.4.2. Векторный анализатор цепей

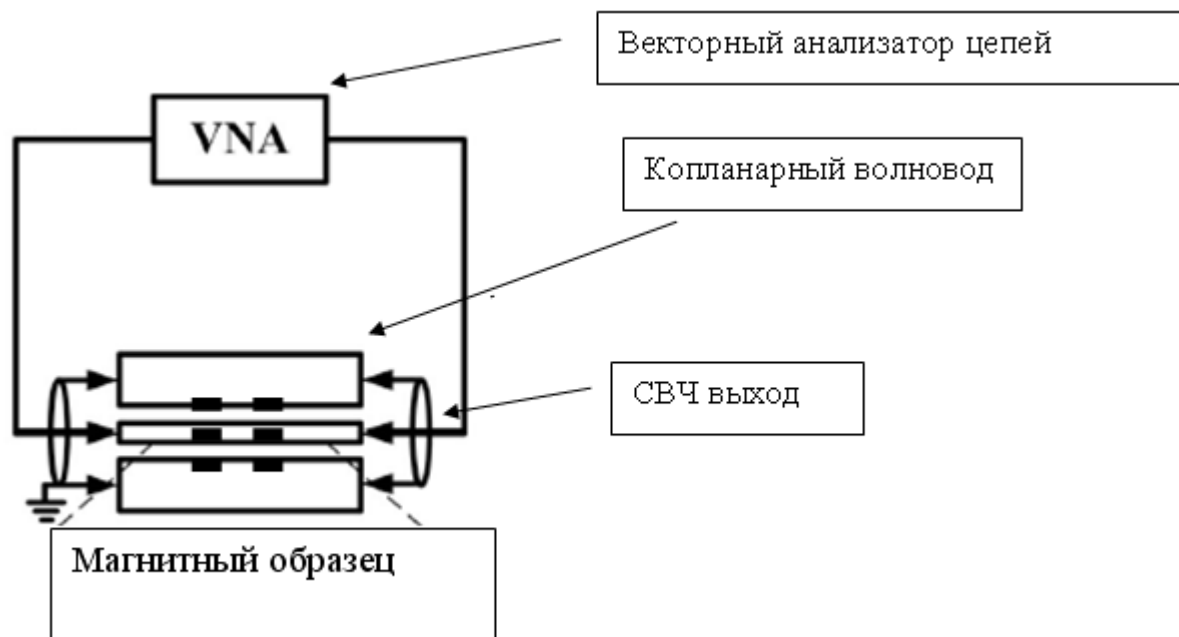


Рис. 1.20. Схема для изучения спектров ФМР в частотной области.

Для изучения спектров ФМР в частотной области используется схема, изображенная на рис. 1.20. Основными элементами данной схемы являются векторный анализатор цепей, позволяющий снимать матрицу рассеяния, копланарный волновод, у которого импеданс равен 50 Ом, элементы СВЧ - тракта (кабель, коннекторы). Магнитное поле также прикладывается перпендикулярно высокочастотному магнитному полю. При возникновении резонанса в магнитном образце происходит уменьшение интенсивности прошедшего или увеличения отраженного СВЧ - излучения, т.е. в частотных зависимостях элементов матрицы рассеяния возникают провалы или пики. Наиболее важным элементом схемы при изучении спектров ФМР с использованием векторного анализатора цепей является копланарный волновод, который представляет собой трехпроводную полосковую линию, образованную двумя параллельными щелями в металлической пленке на диэлектрической подложке (рис. 1.21 (а)). Средний проводник является сигнальным, два других заземлены. Значение копланарного волновода определяется не только тем, что он обеспечивает высокочастотное магнитное поле, которое вызывает прецессию намагниченности образца, но и также определяет частотный диапазон, где можно проводить измерения и отношение сигнал/шум [75]. При создании копланарного волновода необходимо учесть множество факторов (геометрических, электрических, механических), чтобы обеспечить

оптимальный результат для нужных целей. Прежде всего, копланарный волновод должен обладать импедансом 50 Ом, чтобы обеспечить максимально согласованную передачу СВЧ излучения, которая в свою очередь, позволит избежать паразитных резонансов в СВЧ - тракте. Однако на практике окончательно избавиться от паразитных резонансов не удастся. Одним из способов минимизации их влияния является программная обработка. Первоначально снимается матрица рассеяния в большом магнитном поле, при котором магнитные резонансы выходят за интересующий частотный диапазон. Затем производятся измерения в небольших полях. Вычитание второго сигнала из первого приводит к вычитанию паразитных резонансов и выделению магнитного резонанса.

Для обеспечения высоких значений амплитуды переменного магнитного поля необходимо размеры сигнальных линий и зазоров между ними делать небольшими (<1 мм) (рис. 1.21 (б)).

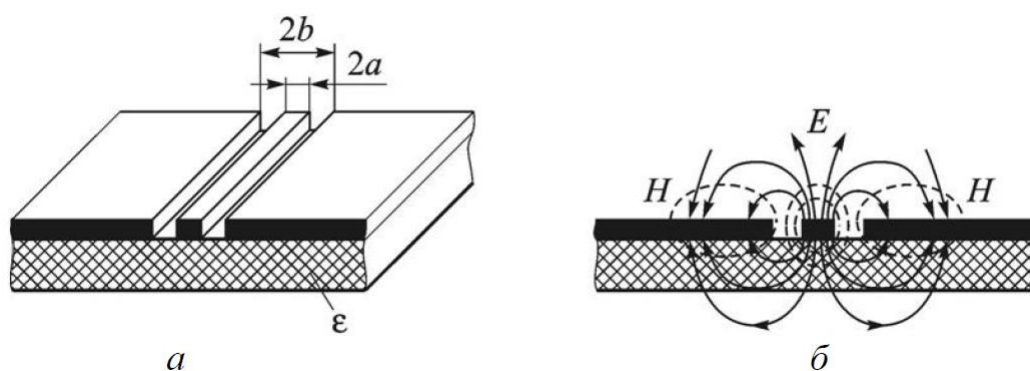


Рис. 1.21 (а) копланарный волновод; (б) структура полей в копланарном волноводе.

Небольшие латеральные размеры сигнального проводника и щелей позволяют концентрировать энергию СВЧ поля, тем самым, добиваясь увеличения амплитуды высокочастотного магнитного поля.

1.4.3. Магнитно-резонансная силовая микроскопия

Идея использовать магнитно-силовой микроскоп для изучения ФМР была высказана в начале 90-х Джоном Сидлсом [76]. Данный способ изучения СВЧ-свойств магнитных объектов получил название магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ). В первых работах использовался следующий подход (рис. 1.22). Исследуемый образец располагался на кончике мягкого кантилевера.

Градиент магнитного поля создавался ферромагнитной наночастицей или массивом магнитных наноточек. Сила, действующая на зонд равна

$$\vec{F} = (\vec{m}_{sample} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}_{probe} \quad (1.18)$$

где \vec{m}_{sample} - магнитный момент образца; \vec{B}_{probe} - магнитное поле, создаваемое зондом.

Прецессия магнитного момента возбуждается с помощью переменного магнитного поля СВЧ-катушки. Изменение величины статической компоненты намагниченности ведет к изменению статической силы, действующей на магнитный момент зонда со стороны градиента магнитного поля, что в свою очередь, ведет к изменению положения равновесия зонда. Изменение положения зонда измеряется с помощью интерферометрического детектора.

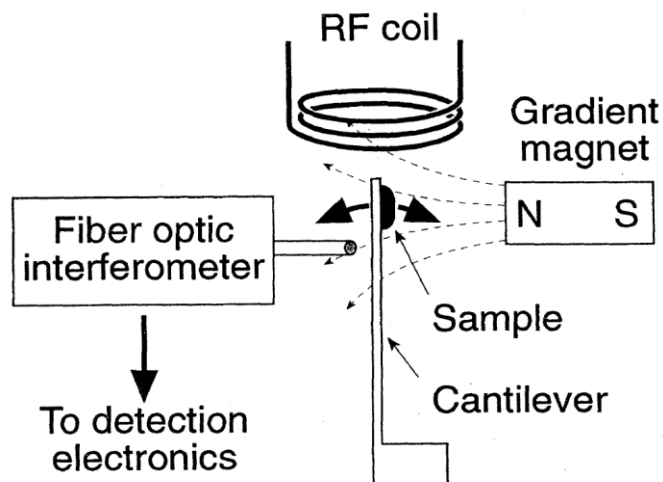


Рис. 1.22. Принцип работы МРСМ. Схема взята из [76].

Современная экспериментальная реализация метода МРСМ представлена на рис. 1.23 [77-79].

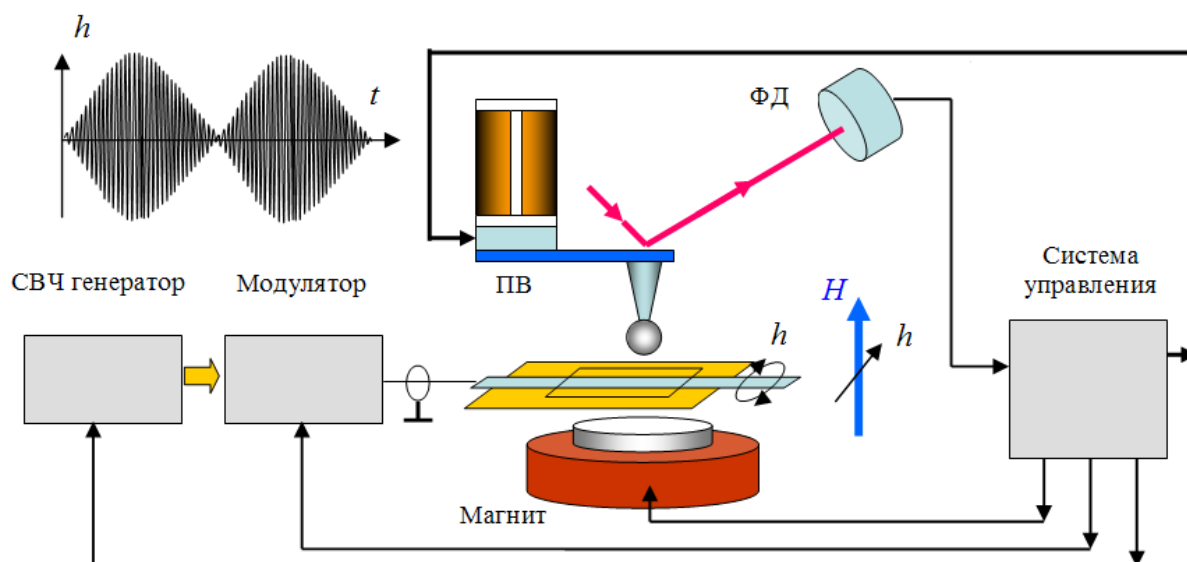


Рис. 1.23. Современная схема МРСМ – микроскопа.

При данной реализации МРСМ микроскопа образец располагается на копланарном волноводе или микрополосковой линии. Зонд взаимодействует с полем, создаваемым статической намагниченностью образца. Изменение статической намагниченности образца ведет к изменению величины взаимодействия между зондом и образцом, что и фиксируется оптическим детектором.

Развитие методов микромеханики привело к возможности создавать кантилеверы небольших размеров. Зонд, по сути, является механическим резонатором, основными характеристиками которого является добротность Q и резонансная частота ω_{res} . При воздействии внешней силы на кантилевер его амплитуда колебаний будет иметь следующий вид:

$$A(\omega) = \frac{Q}{k} F_0 \quad (1.19)$$

где k - жесткость кантилевера, F_0 - амплитуда силы.

Если кантилевер представить как прямоугольную балку, у которой один конец жестко закреплен (рис. 1.23), то частота основной моды колебаний зонда запишется следующим образом

$$\omega_{res} = 3.516 \frac{t}{l^2} \sqrt{\left(\frac{E}{12\rho}\right)} \quad (1.20)$$

где E - модуль Юнга, ρ - плотность материала, из которого изготовлен кантилевер, t и l - геометрические размеры как на рис. 1.24. Минимальная сила, которую зонд может зарегистрировать определяется тепловыми шумами.

Согласно принципу равномерного распределения энергии по степеням свободы [80]:

$$\frac{k\langle A^2 \rangle}{2} = \frac{k_B T}{2} \quad (1.21)$$

Используя (1.19) и (1.21) можно получить:

$$F_{\min} = \sqrt{\frac{4k_B T k \Delta f}{\omega_{res} Q}} \quad (1.22)$$

где k_B - постоянная Больцмана, Δf - ширина полосы детектирования. Из приведенных формул видно, что существует несколько способов повышения чувствительности зонда. Первый способ заключается в том, чтобы использовать как можно более мягкие зонды с константой жесткости k . Например, в работе [80] использовался зонд с $k = 10^{-4} \frac{H}{m}$ и с резонансной частотой $f = 5 \text{ КГц}$. Для повышения добротности Q измерения проводятся в вакууме (не более 10^{-6} мбар). Это позволяет увеличить добротность с сотен до десятков тысяч. Для минимизации тепловых шумов исследуемый объект охлаждают до нескольких кельвин [79, 80]. В качестве зондов в МРСМ применяются как обычные зонды магнитно-силового микроскопа (МСМ), в которых используется тонкий слой магнитного материала (кобальт или пермаллой), так и специальные зонды. Дело в том, что покрытие обычного зонда обладает существенной анизотропией формы и часто имеет резонансы в том же диапазоне частот, что и исследуемые структуры. Чтобы избежать этого, а также для того, чтобы упростить анализ получаемых результатов, в МРСМ применяются зонды в виде магнитных микросфер (рис. 1.25).

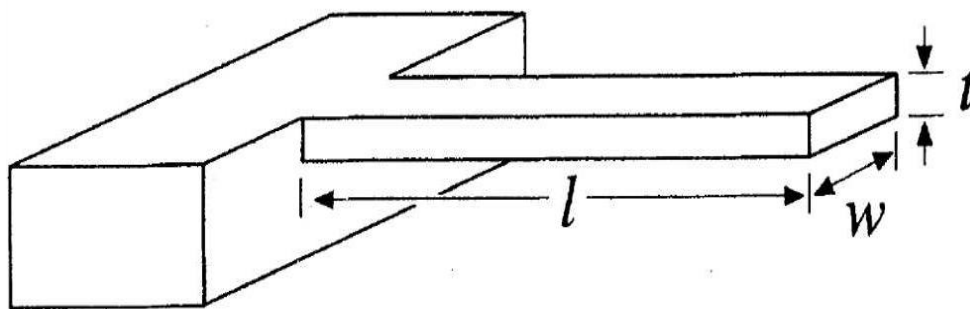


Рис. 1.24. Модель кантилевера.

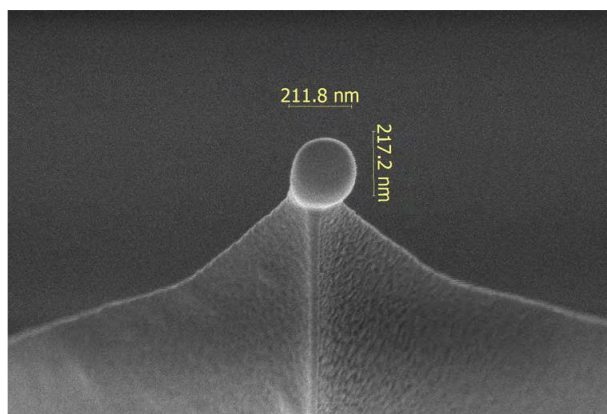


Рис. 1.25. Изображение, полученное в сканирующем электронном микроскопе наносферы Co диаметром 200 нм, выращенной на игле кантилевера. Из работы [80].

Для детектирования магнитных резонансов необходимо модулировать СВЧ накачку на резонансной частоте кантилевера. Другими словами, СВЧ источник включается и выключается с частотой кантилевера. В течение второй половины периода, когда СВЧ источник выключен, нет никаких резонансов. Затем, когда СВЧ излучение поступает, резонансы возникают, что ведет к изменению величины статической намагниченности ΔM , ориентированной вдоль эффективного магнитного поля \vec{H}_{eff} (рис. 1.26), за счет чего кантилевер и отклоняется.

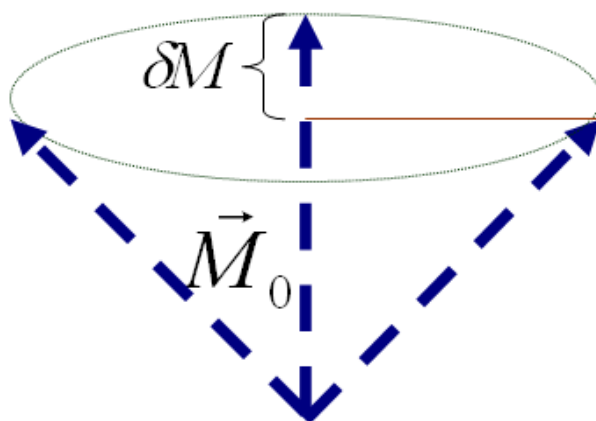


Рис. 1.26. Изменение величины статической намагниченности ΔM в условиях ферромагнитного резонанса.

Детектируемый сигнал, связанный с магнитным резонансом, пропорционален амплитуде колебаний кантилевера. На практике это осуществляется следующим образом. Производится сканирование по частоте, снимается амплитудно-частотная характеристика механических колебаний кантилевера и определяется его резонансная частота. Затем сигнал на резонансной частоте кантилевера подается на модулятор. На другое плечо модулятора подается сигнал с СВЧ генератора и модулированный по амплитуде СВЧ сигнал поступает на микрополосковую линию для накачки образца. При этом пьезовибратор не раскачивает зонд. В эксперименте регистрируются зависимости амплитуды колебаний кантилевера, возникающих при взаимодействии зонда с образцом, от перестраиваемой частоты СВЧ генератора или от перестраиваемого подмагничивающего поля. Регистрация амплитуды колебаний зонда осуществляется с помощью оптической системы сканирующего зондового микроскопа, состоящей из лазера и четырехсекционного фотодиода. Динамику кантилевера можно приближенно описывать как обычный линейный осциллятор.

$$\ddot{z} + \frac{\Omega}{Q} \dot{z} + \omega_0^2 z = \frac{F^z}{M} \cos(\Omega t) \quad (1.23)$$

z - отклонение положения кончика зонда от равновесного, Ω - резонансная частота кантилевера, M - масса зонда. При этом F^z - компонента силы, действующей на зонд, определяется следующим выражением.

$$F^z_{total} \sim F^z_{nonmagnetic} - \sum_i \int \frac{\partial h_i}{\partial z} \delta M_i \partial V \quad (1.24)$$

Где $F^z_{nonmagnetic}$ - немагнитная сила, возникающая из-за возникающей разницы потенциалов между зондом и копланарной линией, токов Фуко, разогрева зонда и.т.д. [81]. Немагнитная сила слабо зависит от частоты СВЧ накачки, не зависит от внешнего магнитного поля и фактически является постоянной величиной. Второе слагаемое в (1.19) является магнитной силой, которая связана с изменением статической намагниченности δM .

$$\delta M \approx \gamma h^2 M_0 \frac{\omega_0^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2}{(\omega_0^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2)^2 + 4\omega_0^2 \alpha^2 \omega^2} \quad (1.25)$$

ω - частота СВЧ - накачки; $\omega_0 = \gamma H$; резонансная частота $\omega_{res} \approx \sqrt{\omega_0^2 (1 + 2\alpha^2)}$; h - амплитуда магнитного СВЧ - поля. Магнитная сила максимальна по величине при условии резонанса в образце, т.к. в этот момент δM максимальна. Зависимость отклонения положения кончика зонда от времени:

$$z \sim \gamma h^2 M_0 \frac{\omega_0^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2}{(\omega_0^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2)^2 + 4\omega_0^2 \alpha^2 \omega^2} \frac{Q}{\Omega} \cos(\Omega t + \varphi_0) + \exp\left[-\frac{\Omega}{2Q} t\right] (\cos(\Omega t + \varphi_0)) \quad (1.26)$$

Таким образом, амплитуда колебаний зонда максимальна в условиях ферромагнитного резонанса. Важным параметром является время установления колебаний:

$$\tau = \frac{2Q}{\Omega} \quad (1.27)$$

Типичные значения времени установления колебаний составляет $\tau \approx 10 \div 100 \text{ мс}$. При измерении МРСМ спектра необходимо, чтобы время накопления сигнала в точке было много больше, чем время установления колебаний.

Соотношение между немагнитной и магнитной силами определяет форму резонанса. В случае если возникающая в области ФМР магнитная сила совпадает по фазе с немагнитной силой, в спектре будут наблюдаться пики, а в случае, если магнитная и немагнитная силы противоположны по фазе, то в спектре будут наблюдаться провалы. Сдвиг фазы магнитной силы относительно немагнитной зависит от знака градиента магнитного поля зонда в области образца и меняется на

180° при изменении знака градиента. Когда направление намагниченности в образце меняется на противоположное, δM меняет знак, что, в свою очередь, тоже ведет к изменению разности фаз между магнитной и немагнитными компонентами сил.

В режиме взаимодействия зонда с образцом разрешение микроскопа определяется размерами области резонансного взаимодействия образца и зонда и зависит от отношения ширины линии ФМР магнитного материала к величине градиента магнитного поля зонда. Для зонда с магнитным моментом, ориентированным в плоскости образца, латеральное разрешение имеет вид

$$\Delta x \leq \frac{\Delta H}{\frac{\partial H_x}{\partial z}} \quad (1.28)$$

где ΔH - ширина ферромагнитного резонанса, $\frac{\partial H_x}{\partial z}$ - градиент поля зонда [81-82].

В режиме, когда взаимодействие зонда с образцом отсутствует, разрешение микроскопа расстоянием между зондом и образцом.

$$\Delta x \leq \frac{z}{3} \quad (1.29)$$

Где z - расстояние между зондом и образцом.

Глава 2. Магнитно-резонансная силовая спектроскопия ферромагнитных пленок

В настоящей главе обсуждается отработка методик исследования локального ФМР в тонкопленочных структурах с помощью разработанного в ИФМ РАН магнитно-резонансного силового микроскопа. Приводятся результаты исследований спектров ФМР тонких магнитных пленок с анизотропией типа легкая плоскость и легкая ось. Полученные результаты были опубликованы в [A1, A2].

2.1. Магнитно-резонансный микроскоп на базе зондового комплекса “SOLVER-HV”

Нами был разработан и изготовлен магнитно-резонансный силовой микроскоп (MPCSM) на основе серийно выпускаемого вакуумного сканирующего зондового микроскопа “Solver HV” (“NT-MDT Spectrum Instruments”, г. Зеленоград). Данный MPCSM предназначен для регистрации спектров и пространственных распределений амплитуды вынужденных колебаний намагниченности в тонкопленочных ферромагнитных наноструктурах. Схема измерительной части MPCSM и ее сопряжение с вакуумной камерой приведены на рис. 2.1 (а), принципиальная схема MPCSM измерений показана на рис. 2.1 (б).

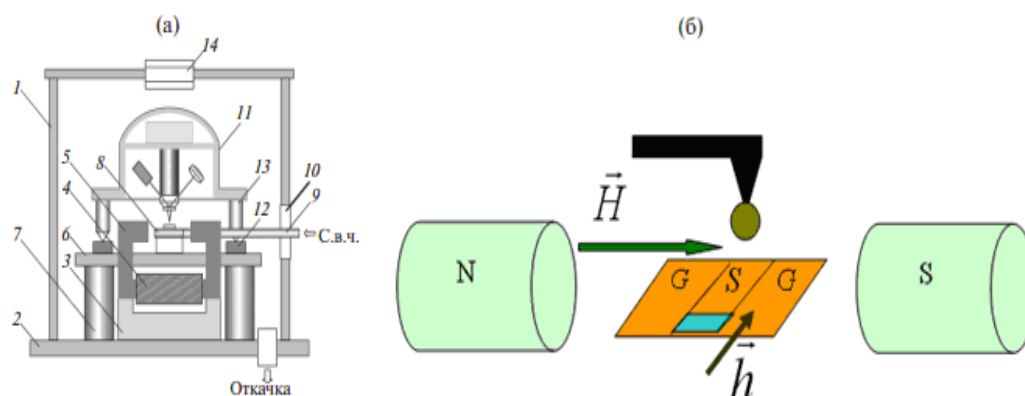


Рис. 2.1. (а) Схема конструкции (а) MPCSM 1 – вакуумная камера цилиндрической формы; 2 – фланец вакуумной камеры; 3 – основание микроскопа; 4 – электромагнит; 5 – магнитопровод; 6 – платформа; 7 – опоры; 8 – держатель образца; 9 – коаксиальный кабель; 10 – боковой фланец; 11 – универсальная измерительная головка “Smena”; 12 – шаговые двигатели; 13 – опоры измерительной головки; 14 – стеклянное окно для наблюдения. (б) Принципиальная схема MPCSM эксперимента. Рисунок из [A1].

Микроскоп расположен в вакуумной камере 1 цилиндрической формы. Камера откачивается турбомолекулярным насосом до остаточного давления 10^{-5} Торр. На нижнем фланце 2 вакуумной камеры на основании 3 установлен электромагнит 4 с многослойным магнитопроводом 5 подковообразной формы, выполненным из трансформаторного железа. Сечение магнитопровода в зазоре между полюсами 30×20 мм², ширина зазора 10 мм. Над магнитом установлена платформа 6, выполненная из листового дюралюминия. Платформа установлена на трех опорах 7, позволяющих регулировать ее положение по вертикали. Верхняя плоскость платформы расположена ниже центра зазора магнита. В зазоре магнита расположен держатель 8 образца, представляющий собой короткозамкнутую полосковую линию, служащую для СВЧ-накачки образца. СВЧ - мощность подводится к микрополосковой линии по коаксиальному кабелю 9 через боковой фланец 10 с уплотнением из вакуумной резины. В МРСМ используется модифицированная измерительная головка (11) SFV102NTF/M (“NTMDT Spectrum Instruments”), выполненная из немагнитных материалов. Сканирование образца зондом осуществляется с помощью трубчатого пьезосканера. Размер максимальной области сканирования 100×100 мкм. Динамический диапазон перемещений по оси z составляет ± 6 мкм. Головка установлена на платформе 6 и может перемещаться в плоскости образца с помощью шаговых двигателей 12, расположенных под опорами 13 головки. Диапазон перемещений головки в плоскости составляет ± 2 мм, минимальный шаг позиционирования – 0.1 мкм. Наблюдение рабочего промежутка МРСМ осуществляется через стеклянное окно 14 в верхнем фланце вакуумной камеры с помощью длиннофокусной оптической системы OPTEM ZOOM 125 (QIOPTICS, NY, USA) с видеокамерой и монитором “Sony”. Вакуумная камера с микроскопом размещается на виброизолирующей платформе “Halcyonics” (HALCYONICS, GmbH, Germany), обеспечивающей активное подавление вибраций в полосе 0.6–100 Гц.

Конструкция микроскопа допускает также использование магнита, создающего поле перпендикулярно плоскости образца (рис. 2.2.).

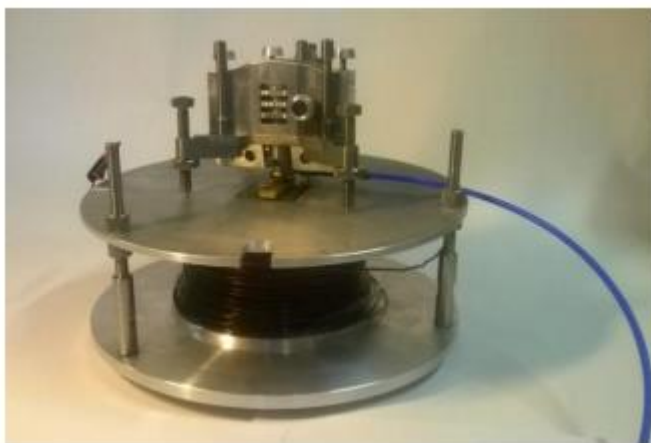


Рис. 2.2. Внешний вид измерительной части магнитно-резонансного микроскопа с вертикально расположенным электромагнитом (магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости образца). Рисунок из [А1].

Максимальное магнитное поле, создаваемое электромагнитом в плоскости образца составляет 3500 Э, перпендикулярно плоскости образца - 800 Э. Величина магнитного поля, создаваемого электромагнитами, измерялась с помощью датчиков Холла. Таким образом, разработанный МРСМ микроскоп позволяет получать ФМР спектры для двух направлений внешнего магнитного поля.

Для СВЧ - накачки образцов применяется закороченная микрополосковая линия, изготовленная из фольгированной пластины RT/duroid 5880 (ROGERS Corporation, USA) методом оптической литографии и химического травления. Данная геометрия СВЧ - тракта ведет к тому, что на закороченной части образуется пучность переменного магнитного поля, куда и помещается исследуемый образец. Общая толщина пластины составляет 1.5 мм, толщина медного покрытия – 17.5 мкм, диэлектрическая проницаемость $\epsilon - 2.2$. Схематическое изображение микрополосковой линии представлено на рис. 2.3. Синей пунктирной линией показано направление протекание тока. Красными стрелками указано направление переменного магнитного поля. Для согласования с СВЧ - трактом геометрические параметры линии рассчитывались с помощью специализированного программного пакета “Calculator Microstrip Online”, предназначенного для вычисления импеданса микрополосковых линий.

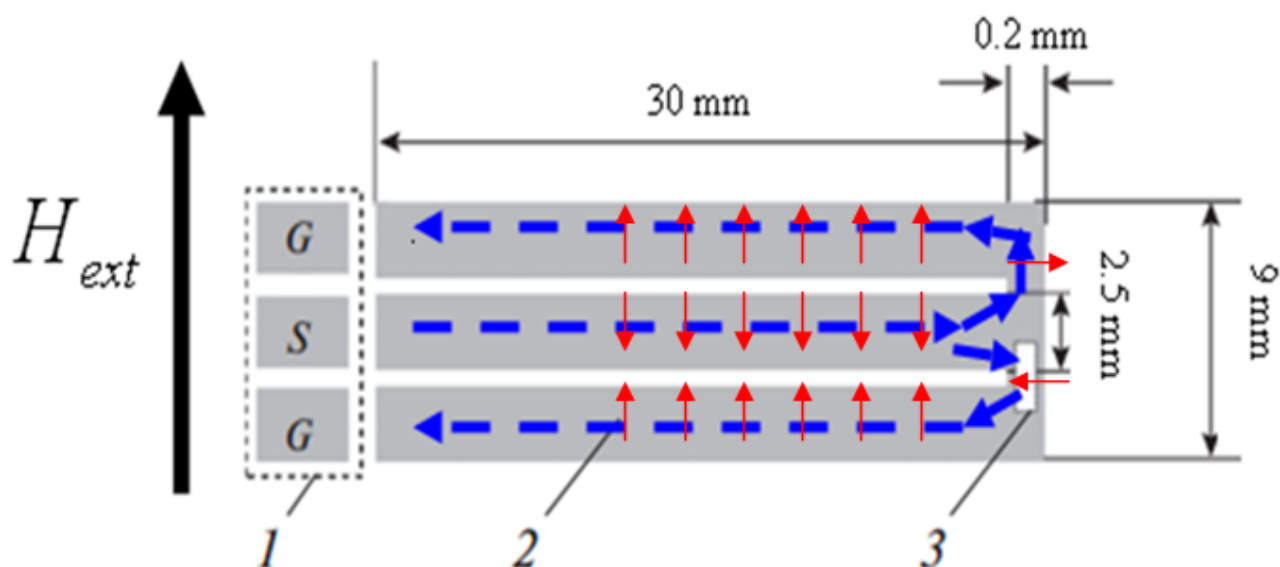


Рис. 2.3. Схема микрополосковой линии. 1 – разъем SMA; 2 – закороченная полосковая линия; 3 – образец. Ширина зазора между полосками 150 мкм. Синей пунктирной линией показано направление протекание тока. Сплошными красными стрелками указано направление переменного магнитного поля, создаваемого током. Рисунок из [A1].

На рис. 2.4 приведена зависимость амплитуды колебаний зонда от частоты СВЧ-накачки микрополосковой линии в диапазоне до 3000 МГц. Можно видеть, что собственные немагнитные резонансы СВЧ - тракта находятся в области выше 1800 МГц. Таким образом, в диапазоне до 1800 МГц можно получать МРСМ спектры в виде частотной зависимости амплитуды колебаний зонда. Для частот свыше 1800 МГц подобные спектры получать затруднительно, т.к. резонансы СВЧ – тракта маскируют магнитные резонансы. Т.к. измерения проводятся в вакууме, то добротность зонда высокая (~1000). Важным параметром является время установления колебаний (1.26). Как говорилось ранее, оно составляет 10-100 мс.

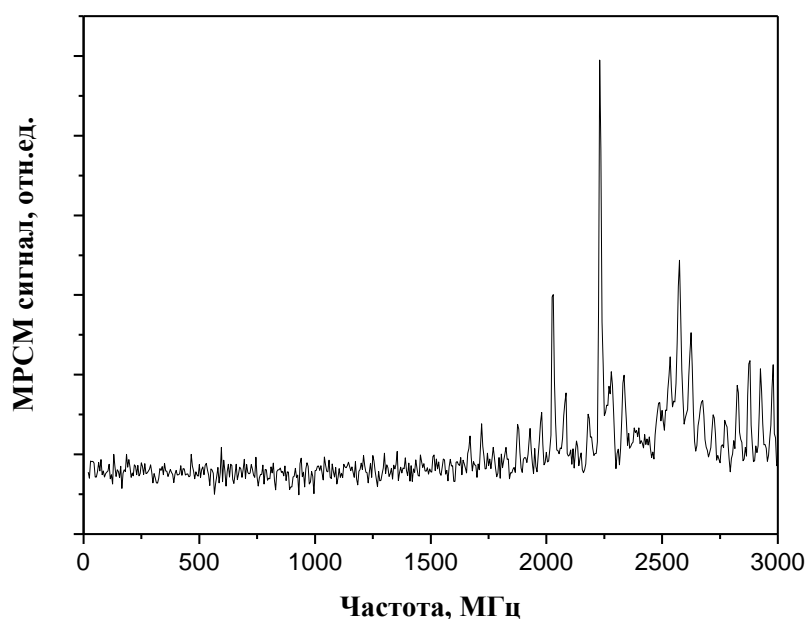


Рис. 2.4. Схема микрополосковой линии. 1 – разъем SMA; 2 – закороченная полосковая линия; 3 – образец. Ширина зазора между полосками 150 мкм. Синей пунктирной линией показано направление протекание тока. Красными стрелками указано направление переменного магнитного поля. Рисунок из [A1].

Управление установкой осуществляется с помощью многоканального контроллера BLU-322NTF/M (“NT-MDT Spectrum Instruments”). Программное обеспечение представляет собой стандартный пакет управления контроллером “Nova” с дополнительной программной надстройкой, обеспечивающей функции MRSM, разработанной на основе пакета LabVIEW. Для СВЧ - накачки используется широкополосный перестраиваемый синтезатор частот SPS 20 (ООО “Спектран”, г. Саратов), работающий в диапазоне частот 9 кГц – 20 ГГц (выходная мощность от –10 до +20 дБм). СВЧ - излучение накачки модулируется по амплитуде на частоте, соответствующей резонансной частоте кантилевера, с помощью р–i–n-диода (глубина модуляции 100%). Частота модуляции задается встроенным в контроллер генератором. СВЧ - мощность подводится к образцу с помощью коаксиального кабеля RG402 с волновым сопротивлением 50 Ом и планарного микрополоскового волновода. Амплитуда и фаза вынужденных колебаний кантилевера регистрируются с помощью синхронного детектора на частоте модуляции СВЧ - излучения. Микрополосковая линия закреплена в зазоре электромагнита. В качестве источника тока электромагнита используется

программно-управляемый источник тока АКПП-1122 (ЗАО “Прист”, г. Москва). Разработанное Сапожниковым М.В. программное обеспечение позволяет регистрировать МРСМ - спектры образцов в виде зависимостей амплитуды и фазы колебаний кантилевера от частоты f СВЧ - накачки и внешнего магнитного поля H_{ext} , а также МРСМ - изображения в виде пространственных распределений амплитуды и фазы колебаний кантилевера при фиксированных f и H_{ext} . В качестве примера на рис. 2.5 приведен МРСМ спектр в виде зависимости амплитуды колебаний зонда от частоты СВЧ накачки для диска диаметром 1100 нм, изготовленного из пленки CoFeB толщиной 30 нм. Зонд позиционировался над центром диска.

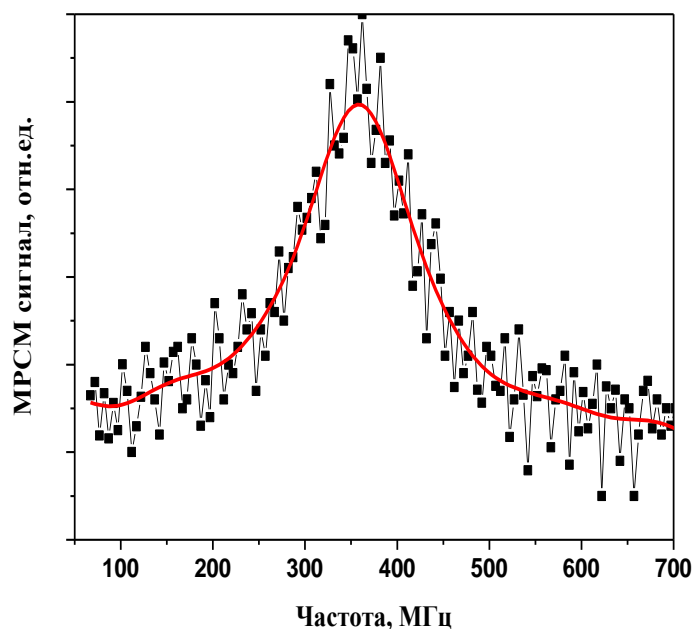


Рис. 2.5. МРСМ спектр диска CoFeB. Точками показан экспериментальный спектр, красной кривой – сглаженный FFT фильтром.

Полученные экспериментальные данные (показаны прямоугольниками на рис. 2.4) сглаживались с помощью Фурье-фильтра, реализованного в пакете ORIGIN. В дальнейшем будут демонстрироваться только сглаженные Фурье-фильтром МРСМ спектры. Т.к. измерения проводились в вакууме, то добротность кантилевера Q была высокой ~ 1000 . В свою очередь, это приводит к условию на измерение МРСМ спектра в каждой точке $t_{измер} > \frac{2Q}{\Omega} \approx 30мс$.

В экспериментах время измерения в каждой точке спектра составляло $t_{измер} \approx 2000 мс$. Погрешность определения резонансных частот при таком накоплении составляло $\Delta f = \pm 5 МГц$.

На рис. 2.6 приведен МРСМ спектр (рис. 2.6 (а)) и МРСМ изображение (рис. 2.6 (б)) массива микрополосков пермаллоя.

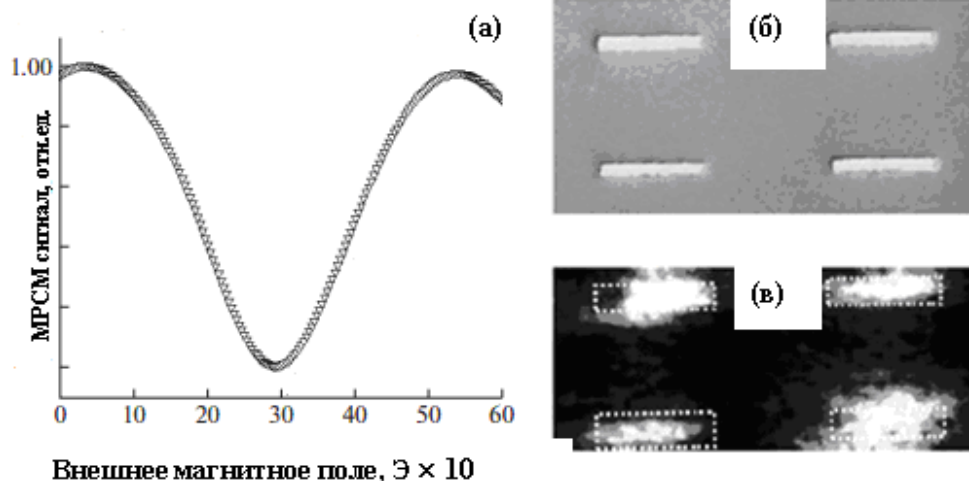


Рис. 2.6. МРСМ спектры (а), изображение в растровом электронном микроскопе (РЭМ) (б) и МРСМ изображение массива микрополосков пермаллоя (в). Рисунок из [A1].

МРСМ спектр представляет зависимость амплитуды колебаний зонда от внешнего магнитного поля. Частота СВЧ накачки составляла 5.8 ГГц. При получении МРСМ спектров зонд позиционировался над микрополоской. Внешнее поле было направлено вдоль длинной стороны микрополоски, переменное магнитное поле направлено вдоль короткой стороны. При получении МРСМ изображения снималась зависимость амплитуды колебаний зонда от его латерального положения относительно образца в случае, когда внешнее магнитное поле равнялось 290 Э. Наиболее интенсивный сигнал наблюдается, когда зонд расположен непосредственно над микрополосками, что указывает на то, что максимум колебаний намагниченности при резонансном колебании находится в центре микрополоски.

2.2. МРСМ исследования пленки пермаллоя

В данном параграфе представлены результаты МРСМ измерений ФМР спектров пленки пермаллоя, которые были взяты в качестве тестовых образцов. Пленки пермаллоя обладают меньшим затуханием по сравнению с другими металлическими ферромагнитными пленками и находят широкое применение для формирования из них различных планарных магнитных наноструктур.

Пленка пермаллоя толщиной 40 нм наносилась методом магнетронного напыления на тонкую (толщиной 150 мкм) стеклянную подложку. В качестве МРСМ зонда был использован специальный мягкий кантилевер (резонансная частота 6.7 кГц и жесткость 0.03 Н/м). Зонд с данными параметрами обеспечивает наилучшую чувствительность регистрации МРСМ сигнала из коммерчески доступных. На зонд приклеивалась частица CoSm (размер 10 мкм). Для этого магнит CoSm дробился на мелкие частицы при помощи напильника. Зонд непосредственно закреплялся в держатель, который позволял его аккуратно перемещать. Магнитные частицы помещались во внешнее магнитное поле, которое было ориентировано в зависимости от того, какая ориентация магнитного момента зонда нужна. Кончик зонда аккуратно опускался в эпоксидную смолу. Затем под микроскопом зонд перемещался до нужной частицы и приклеивал ее к себе. Для ниже приведенных исследований магнитный момент зонда был ориентирован перпендикулярно поверхности образца. Колебания намагниченности возбуждаются переменным магнитным СВЧ полем, которое заводится в копланарный волновод от генератора. Частота СВЧ накачки изменяется в диапазоне 0.1–2 ГГц. Частота модуляции СВЧ поля совпадает с частотой механического резонанса кантилевера. Однородное магнитное поле, направленное параллельно плоскости образца, создается электромагнитом. МРСМ исследования проводились в вакууме, где добротность кантилевера составляла около 1000.

На рис. 2.7 показаны МРСМ спектры в виде зависимости амплитуды колебаний зонда от частоты СВЧ - накачки пленки пермаллоя при различных значениях внешнего поля. Расстояние между зондом и образцом составляло 7 мкм. Для удобства отображения результатов, нормированные МРСМ спектры для каждого значения внешнего магнитного поля смещены по вертикали. Ширина резонансов составляет 200- 300 МГц.

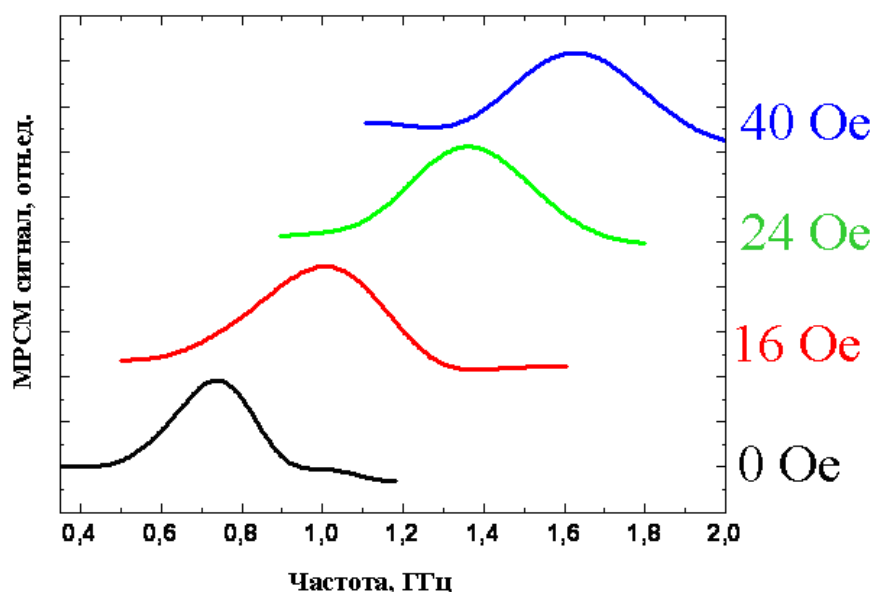


Рис. 2.7. MRSM спектры пленки пермаллоя для различных значений внешнего магнитного поля.

Для сравнения ФМР спектры пленки пермаллоя были исследованы также на копланарном волноводе с использованием векторного анализатора цепей (МИКРАН 105). Образец помещался на копланарный волновод, который, в свою очередь, располагался между полюсами магнита, создающего поле в плоскости пленки пермаллоя. Волновод с образцом соединяется с векторным анализатором цепей. Затем снимаются зависимости коэффициента прохождения СВЧ волны в диапазоне 100 МГц – 10 ГГц для разных значений магнитного поля. На зависимости коэффициента прохождения от частоты наблюдаются провалы на частотах, соответствующих частотам ФМР.

На рис. 2.8 приведены зависимости резонансной частоты от приложенного поля магнитного поля.

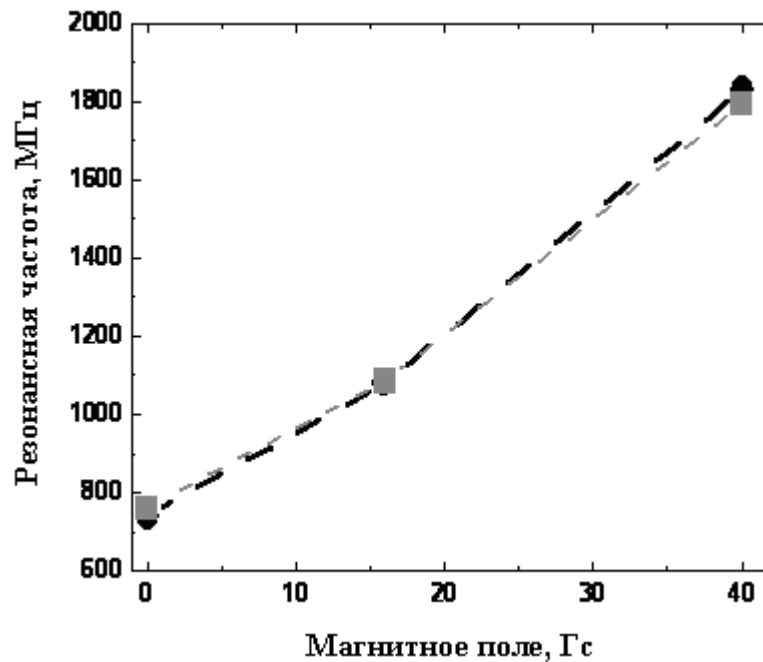


Рис. 2.8. Зависимости резонансной частоты пленки пермаллоя от внешнего магнитного поля, полученные методом MPCM (черные кружочки) и с помощью векторного анализатора цепей (серые квадраты).

Приведенные на рис. 2.8 данные показывают хорошее согласие между ФМР спектрами, исследованных методом MPCM, и ФМР спектрами, исследованных с помощью векторного анализатора цепей. Зависимость частоты ферромагнитного резонанса от внешнего поля описывается формулой:

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_{ext} + H_{anis})(H_{ext} + 4\pi M_s + H_{anis})} \quad (2.1)$$

Аппроксимация экспериментальных данных формулой (2.1) дает следующие материальные значения пленки пермаллоя: $M_s = 810 \text{ Гс}$; $\gamma = 2.82 \frac{\text{МГц}}{\text{Э}}$; поле анизотропии $H_{anis} = 12 \text{ Э}$.

На рис. 2.9 представлены MPCM спектры в зависимости от расстояния зонд – образец в поле 24 Э. В данном случае нормированные MPCM спектры для каждого расстояния между зондом и образцом смещены по вертикали. Если расстояние зонд-образец составляет более 6 мкм, наблюдается только один резонанс на частоте 1.58 ГГц. Данный резонанс связан с однородной прецессией намагниченности пленки. Этот резонанс расщепляется надвое, когда зонд приближается к пленке.

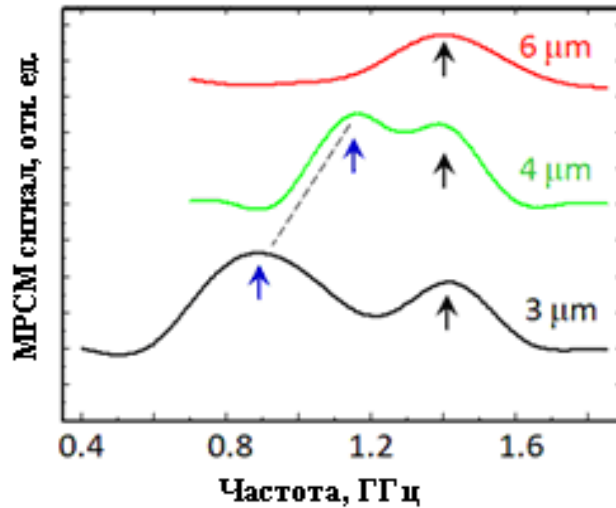


Рис. 2.9. МРСМ спектры пленки пермаллоя для различных расстояний между зондом и образцом.

Если зонд считать точечным диполем, то пространство над образцом разбивается на три области с различным знаком z-компоненты магнитного поля зонда (рис. 2.10).

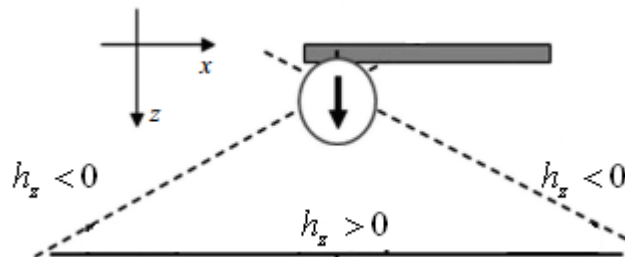


Рис. 2.10. Геометрия эксперимента. Магнитный момент зонда направлен перпендикулярно поверхности образца. Пунктирными линиями показано сечение конических областей, различающихся знаками проекций магнитного поля зонда на ось z.

Магнитное поле МРСМ зонда имеет вид:

$$\vec{h}_{probe} = -\frac{\vec{M}_{probe}}{r^3} + 2\frac{(\vec{M}_{probe} \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^5} \quad (2.2)$$

Область пленки δx , возмущаемой полем зонда, примерно определяется размером области, где $h_{z_probe} > 0$, и равна $\delta x = \sqrt{2}z$ (z - расстояние между

диполем и образцом). Поле зонда h_{z_probe} меняет эффективное магнитное поле в уравнении (1.11), действующее на магнитный момент в области, расположенной непосредственно под зондом (рис. 2.9). Как следствие, резонансные свойства данной области отличаются от резонансных свойств остальной пленки. Возникающий в МРСМ спектре дополнительный резонанс связан с прецессией намагниченности в области под зондом. Поле зонда направлено перпендикулярно оси анизотропии пленки и внешнему полю, что приводит к сдвигу данного резонанса в сторону низких частот [25].

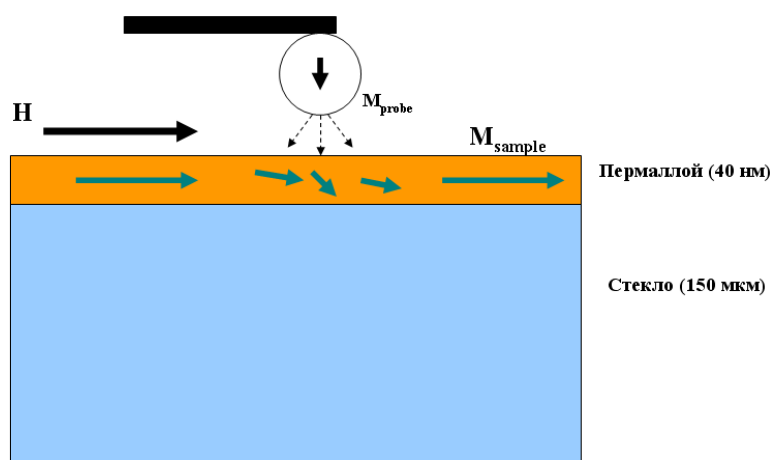


Рис. 2.9. Геометрия эксперимента. Возмущение МРСМ зондом распределения намагниченности пленки в области под зондом.

При этом МРСМ спектр не меняется при перемещении зонда вдоль плоскости пленки.

Таким образом, можно сделать вывод, что метод МРСМ позволяет изучать ФМР в тонких магнитных пленках. Зонд МРСМ своим магнитным полем может изменять спектр ФМР пленки, добавляя в него резонансы, связанные с локализованными модами.

2.3. МРСМ исследования пленки Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией

Ферромагнитные пленки с перпендикулярной анизотропией широко используются в системах хранения данных, магнитной логики и устройствах спинтроники. Этот тип магнитной анизотропии реализуется в эпитаксиальных

слоях феррита граната, составных искусственных ферромагнетиках и многослойных металлических пленках с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Переключение между однородным и неоднородным состояниями ферромагнитных пленок ведет к сильному изменению их транспортных свойств, перестройке спектров СВЧ поглощения и распространения спиновых волн. Как правило, исследования ФМР неоднородных магнитных состояний в ферромагнитных пленках и наноструктурах выполняются методом измерения поглощения мощности СВЧ с помощью векторного анализатора цепей, когда образец располагается на копланарном волноводе. Однако этот метод не обладает достаточной чувствительностью по отношению к пленкам толщиной менее 10 нм, что приводит к трудностям при исследовании резонансных свойств магнетиков, находящихся в неоднородном магнитном состоянии.

В данном параграфе приводятся результаты МРСМ исследований пленки Co/Pt, находящейся в однородном магнитном состоянии. Магнитные многослойные пленки, состоящие из чередующихся слоев Co (0.5 нм) и Pt (1 нм) (5 периодов), изготавливались методом магнетронного распыления в атмосфере Ar (давление 4×10^{-3} Торр) на стеклянной подложке (120 мкм толщина) с буферными подслоями Pt (10 нм) и Ta (10 нм). Скорость роста составляет 0.125 нм/с для Co и 0.25 нм/с для Pt. Верхний слой Pt составляет 3 нм для защиты структуры от окисления. Также была изготовлена структура [Co/Pt]₅ с дополнительным слоем Co (1.3 нм) и Pt (3 нм). На рис. 2.10 представлена петля гистерезиса пленки Co/Pt.

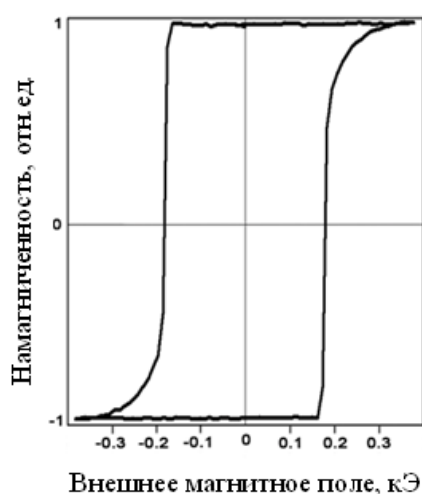


Рис. 2.10 Петля гистерезиса пленки Co/Pt.

Как и в предыдущем параграфе, использовался зонд, у которого магнитный момент ориентирован перпендикулярно поверхности образца. Частота СВЧ накачки изменяется в диапазоне 0.1–1.8 ГГц. Однородное магнитное поле, направленное перпендикулярно образцу, создается электромагнитом. Из рис. 2.10 видно, что для однородного намагничивания пленки достаточно поля 500 Э. МРСМ спектры для однородно намагниченных пленок измерялись при различных расстояниях между зондом и образцом для изучения влияния полей рассеяния зонда на динамику намагниченности. Результаты для случая, когда магнитный момент зонда сонаправлен с намагниченностью пленки, представлены на рис. 2.11.

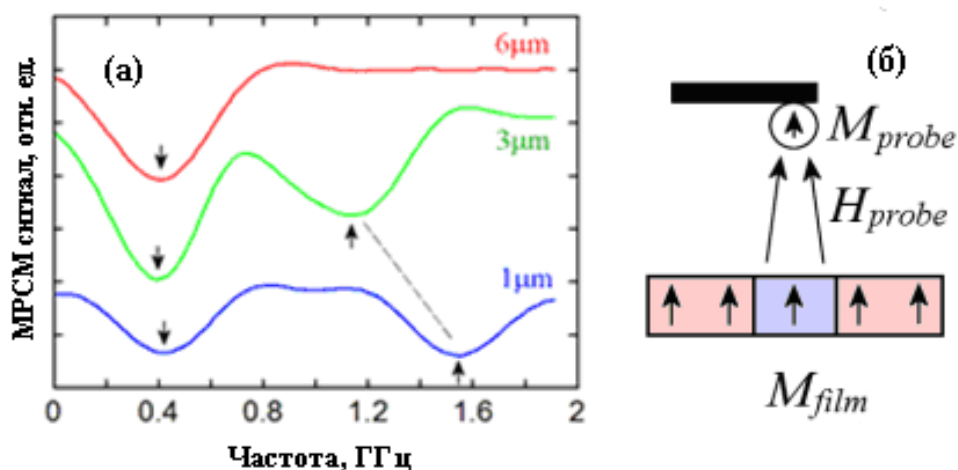


Рис. 2.11. (а) МРСМ спектры при различных расстояниях между зондом и образцом для случая, когда намагниченность пленки и магнитный момента зонда сонаправлены (внешнее поле $H = 0$). (б) Схема измерений.

На рис. 2.12 представлены МРСМ спектры для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность пленки противоположно направлены.

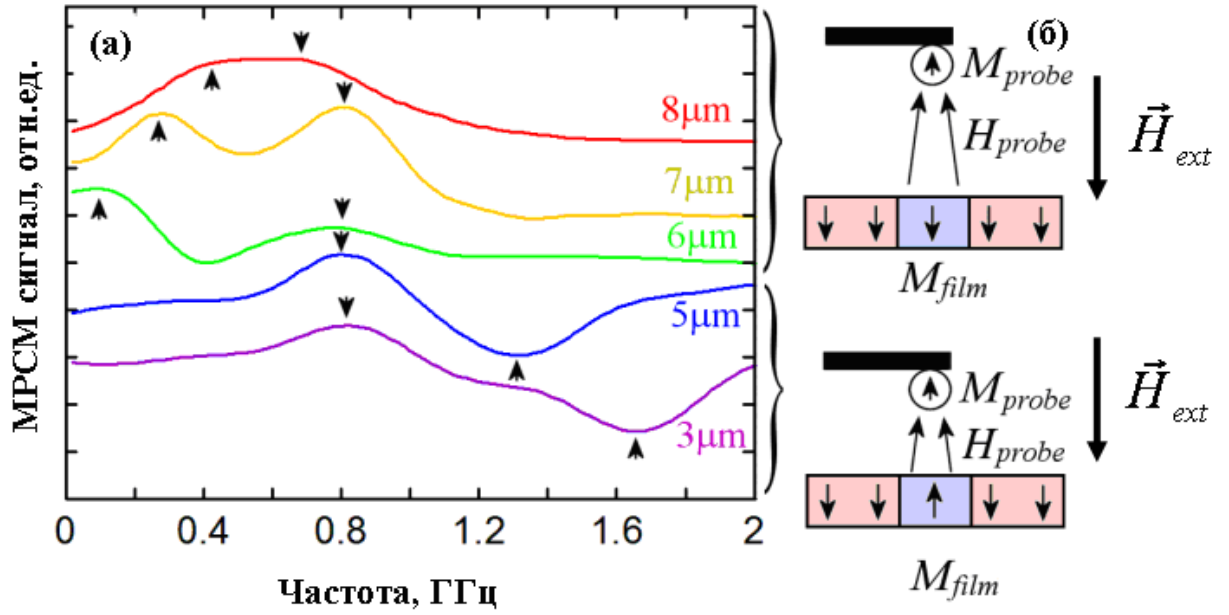


Рис. 2.12. (а) МРСМ спектры при различных расстояниях между зондом и образцом для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность пленки противоположно направлены. Внешнее поле $H_{ext} = 700e$ направлено противоположно магнитному моменту зонда. (б) Схема измерений.

В первом случае измерения проводятся при нулевом внешнем поле. Наблюдается только один резонанс на частоте $0.4 ГГц$, если расстояние зонд-образец составляет более 6 мкм. Данный резонанс связан с однородной прецессией намагниченности пленки в эффективном поле перпендикулярной анизотропии и определяется только свойствами образца. Этот резонанс расщепляется надвое, когда зонд приближается к пленке. Возникающий высокочастотный резонанс связан с прецессией намагниченности в области под зондом (эта область отмечена синим цветом на рис. 2.9 (б)). Здесь магнитное поле зонда h_{z_probe} добавляется к полю анизотропии, что приводит к сдвигу резонанса в сторону более высоких частот по формуле:

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} (H_{anis} + h_{z_probe}) \quad (2.3)$$

$$H_{anis} = \frac{2\kappa}{M_0} - 4\pi \quad (2.4)$$

где κ - константа анизотропии, M_0 намагниченность насыщения, γ - гиромагнитное отношение. МРСМ спектры для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность пленки противоположно направлены, представлены на рис. 2.12. В этом случае для стабилизации насыщенного состояния образца прикладывается внешнее магнитное поле $H = 70 \text{ Oe}$, сонаправленное с намагниченностью образца. Это поле увеличивает резонансную частоту однородного ФМР до 0.75 ГГц . МРСМ спектр на расстоянии зонд-образец 8 мкм имеет форму пика вместо провала, который возникает при одинаковой ориентации магнитного момента зонда и намагниченности образца. Это происходит из-за смены фазы между магнитными и немагнитными силами, действующими на зонд в этом случае. С уменьшением расстояния между зондом и образцом этот резонанс расщепляется на две моды. Видно, что резонанс, связанный с локализованной модой, первоначально смещается в сторону более низких частот при приближении зонда к пленке, так как поле рассеяния зонда уменьшает эффективное магнитное поле согласно формуле:

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} (H_{anis} + H_{ext} - h_{z_probe}) \quad (2.5)$$

где H_{ext} внешнее магнитное поле. Когда зонд приближается к поверхности пленки ближе, чем на 6 мкм , поле зонда преодолевает однородное поле и анизотропию пленки. Это приводит к перемагничиванию области под зондом. После перемагничивания области под зондом, поле анизотропии становится сонаправленным полю рассеяния зонда, что приводит к резкому скачкообразному увеличению эффективного поля, действующего на область под зондом.

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} (H_{anis} - H_{ext} + h_{z_probe}) \quad (2.6)$$

Это изменение поля равно удвоенному значению эффективного поля анизотропии. Резонансная частота локализованной моды увеличивается до $f_r = 1.3 \text{ ГГц}$ (рис. 2.12 (а)). Кроме того, переворот намагниченности изменяет форму резонанса от пика к провалу. Таким образом, можно сделать вывод, что влияние зонда минимально, если расстояние зонд-образец составляет $6\text{-}8 \text{ мкм}$.

Зависимость МРСМ спектров однородно намагниченного состояния с намагниченностью, сонаправленной с намагниченностью зонда, от внешнего

магнитного поля представлена на рис. 2.13. Расстояние между зондом и образцом составляло 6.5 мкм.

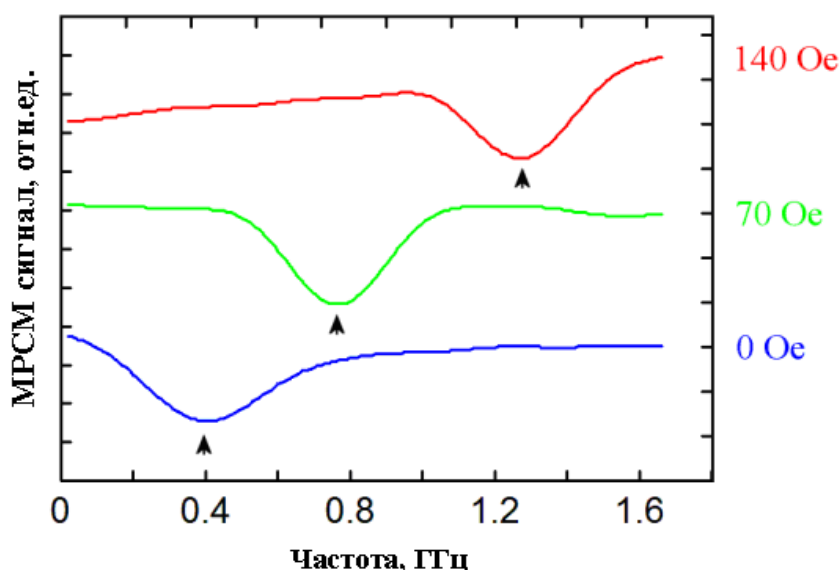


Рис. 2.13. MPCSM спектры однородно намагниченной пленки для различных внешних полей. Расстояние между зондом и образцом составляло 6.5 мкм.

При таком расстоянии существует только один резонанс, связанный с однородной прецессией намагниченности, который смещается в область высоких частот с увеличением внешнего магнитного поля. Частота данного резонанса определяется только свойствами образца. Зависимость резонансной частоты от внешнего поля для пленки с перпендикулярной анизотропией описывается следующей формулой:

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} (H_{anis} + H_{ext}) \quad (2.7)$$

Полученные экспериментальные данные позволяют оценить эффективное поле анизотропии $H_{anis} \approx 150 Oe$.

2.4. MPCSM исследования доменной структуры пленки Co/Pt

Исследуемая пленка Co/Pt может находиться в различных размагниченных состояниях с различными значениями остаточной намагниченности (M_r). Каждое из этих состояний имеет собственную доменную структуру. Были исследованы пленки, находящиеся в полностью размагниченном состоянии $M_r = 0$ (D_0 на рис. 2.14 (б)) и в частично размагниченном состоянии с $M_r \approx 0.7M_s$ (D_1 на рис. 2.14 (б)).

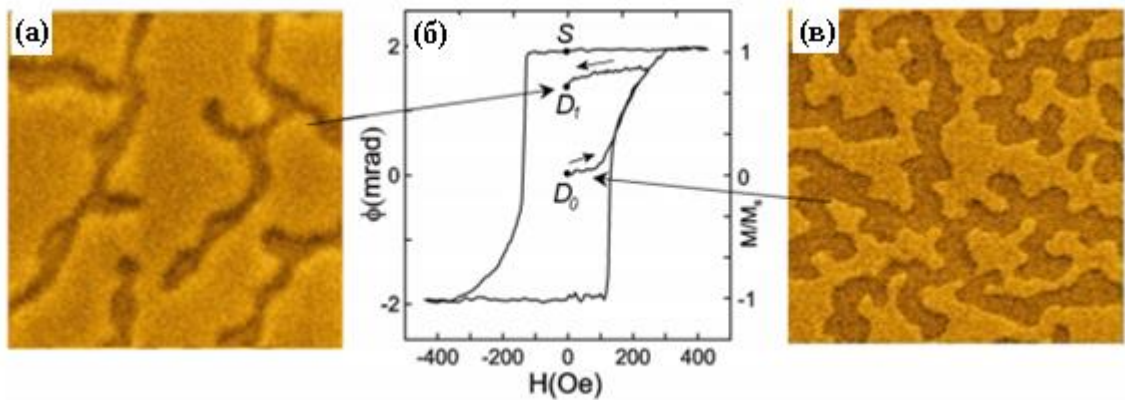


Рис. 2.14. (а) МСМ изображение доменной структуры в частично намагниченном состоянии D_1 . Размер изображения 5×5 мкм. (б) Петля гистерезиса пленки Co/Pt. (в) МСМ изображение доменной структуры в намагниченном состоянии D_0 . Размер изображения составляет 5×5 мкм. Из [A2].

МРСМ спектры для пленки, находящейся в состоянии с нулевым магнитным моментом (состояние D_0 на рис. 2.14 (б)) представлены на рис. 2.15.

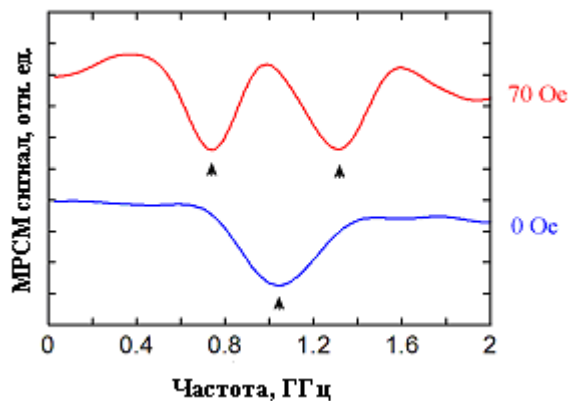


Рис. 2.15. МРСМ спектры пленки Co/Pt в остаточном состоянии с нулевым магнитным моментом D_0 . Из [A2].

Как можно видеть из рис. 2.15, в данном состоянии в нулевом внешнем поле пленка демонстрирует только один резонанс. Это связано с тем, что латеральные размеры доменов с разными направлениями намагниченности одинаковые. Из-за дополнительных магнитостатических полей, которые появляются в доменной структуре, резонансные частоты смещаются в область высоких частот ($f_r \approx 1.03$ ГГц) по сравнению с резонансом в однородно намагниченной пленке

($f_r \approx 0.4$ ГГц, рис. 2.13). Приложение внешнего магнитного поля 70 Ое ведет к расщеплению исходного резонанса на два резонанса (0.75 ГГц и 1.3 ГГц). Эти резонансы соответствуют прецессии намагниченности в доменах с различной ориентацией намагниченности. Значение резонансной частоты определяется константой анизотропии пленки, намагниченностью насыщения и размером домена [22]:

$$2\pi f_r = \gamma \sqrt{\left(H_{ext} + (2N_{xx} - \left(4\pi - \frac{2\kappa}{M_s} - N_{yy} \right) M_s) \right) \left(H_{ext} + (2N_{yy} - \left(4\pi - \frac{2\kappa}{M_s} - N_{xx} \right) M_s) \right)} \quad (2.8)$$

где N_{xx} , N_{yy} – размагничивающие факторы, которые определяются толщиной пленки и латеральными масштабами доменов:

$$N_{xx}, N_{yy} = 4\pi \frac{t}{L} A_{x,y} \quad (2.9)$$

где t – толщина пленки, L – латеральный размер домена, $A_{x,y}$ – коэффициенты порядка единицы, которые определяются формой домена. Из приведенных формул можно видеть, что чем меньше размер домена, тем выше резонансная частота.

На рис. 2.16 представлен МРСМ спектр для пленки, находящейся в состоянии D_1 .

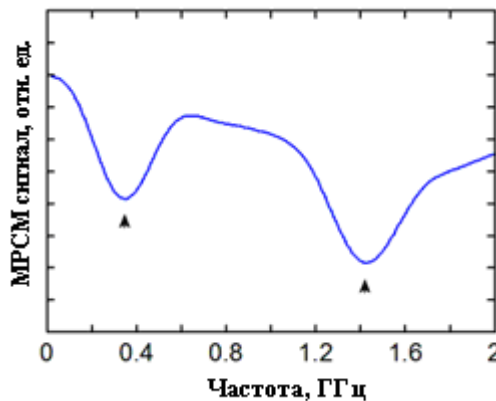


Рис. 2.16. МРСМ спектр пленки Co/Pt в остаточном состоянии с ненулевым магнитным моментом в отсутствие внешнего поля D_1 . Из [A2].

В этом случае в нулевом поле противоположно намагниченные домены имеют различные латеральные размеры. Это ведет к двум резонансам в ФМР спектре. Низкочастотный резонанс $f_r \approx 0.4$ ГГц практически совпадает с резонансом однородно намагниченной пленки (рис. 2.13). Это означает, что вклад размагничивающих магнитостатических полей минимальный. Высокочастотный

резонанс соответствует прецессии намагниченности в маленьких доменах. Согласно формуле (2.8) характерный латеральный масштаб составляет 360 нм для маленьких доменов.

Дополнительный слой Co (1.3 нм), который обладает анизотропией типа легкая плоскость, меняет доменную структуру [Co/Pt]₅. Петля гистерезиса и МСМ изображения структуры [CoPt]Co приведены на рис. 2.17. Можно видеть, что в нулевом внешнем поле образец практически полностью размагничен, размер доменов при этом меньше, чем 300 нм.

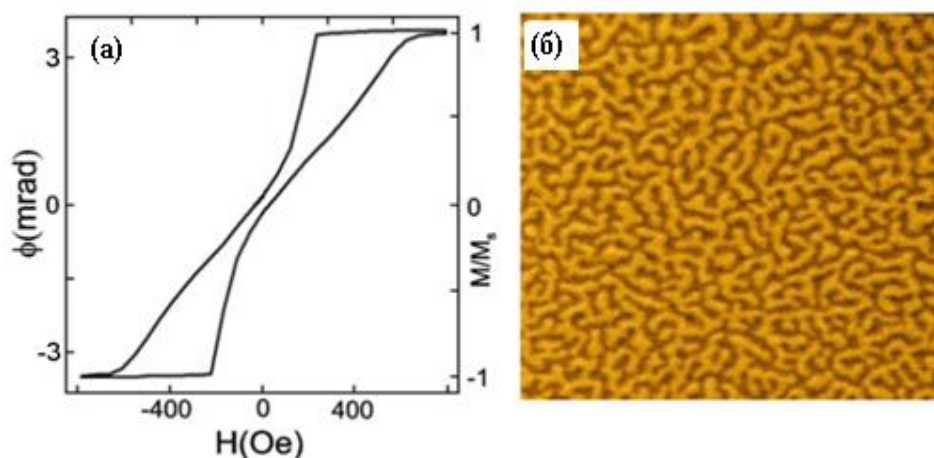


Рис. 2.17. Петля гистерезиса (а) и МСМ изображение (б) многослойной структуры [Co/Pt]/Co. Размер МСМ кадра 5 x 5 мкм. Из [A2].

МРСМ спектры пленки [Co/Pt]/Co для различных значений внешнего поля показаны на рис. 2.18.

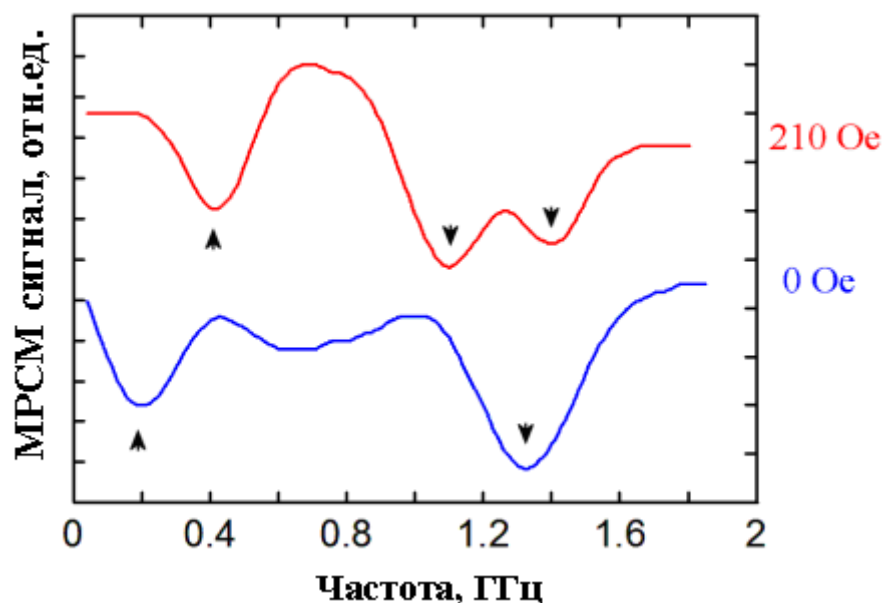


Рис. 2.18. MPCSM спектр пленки [Co/Pt]/Co для различных значений внешнего магнитного поля. Расстояние между зондом и образцом 7 мкм. Из [A2].

В нулевом поле наблюдаются два резонанса. Низкочастотный резонанс соответствует прецессии намагниченности верхнего слоя кобальта. Во внешнем поле ($H_{ext} = 210 Oe$) данный резонанс смещается в область высоких частот. Это связано с тем, что намагниченность дополнительного слоя кобальта выстраивается по полю и резонансная частота начинает расти. Высокочастотный резонанс на рис. 2.18 связан с колебаниями намагниченности внутри доменов. Несмотря на то, что размеры доменов в структуре [Co/Pt]/Co меньше, чем размеры доменов в состоянии D₁ структуры [Co/Pt], резонансная частота ниже (сравнить рис. 2.16 и рис. 2.18). Это объясняется влиянием дополнительного обменного поля H_{exch} на пленку Co/Pt со стороны дополнительного слоя Co. Высокочастотный резонанс расщепляется на два во внешнем магнитном поле, но величина расщепления меньше, чем для структуры [Co/Pt] (см. рис. 2.15). Это может быть объяснено изменением размеров доменов при приложении поля, которое частично компенсирует внешнее магнитное поле. Нормированные автокорреляционные функции для структуры [Co/Pt] и для структуры [Co/Pt]Co показаны на рис. 2.19.

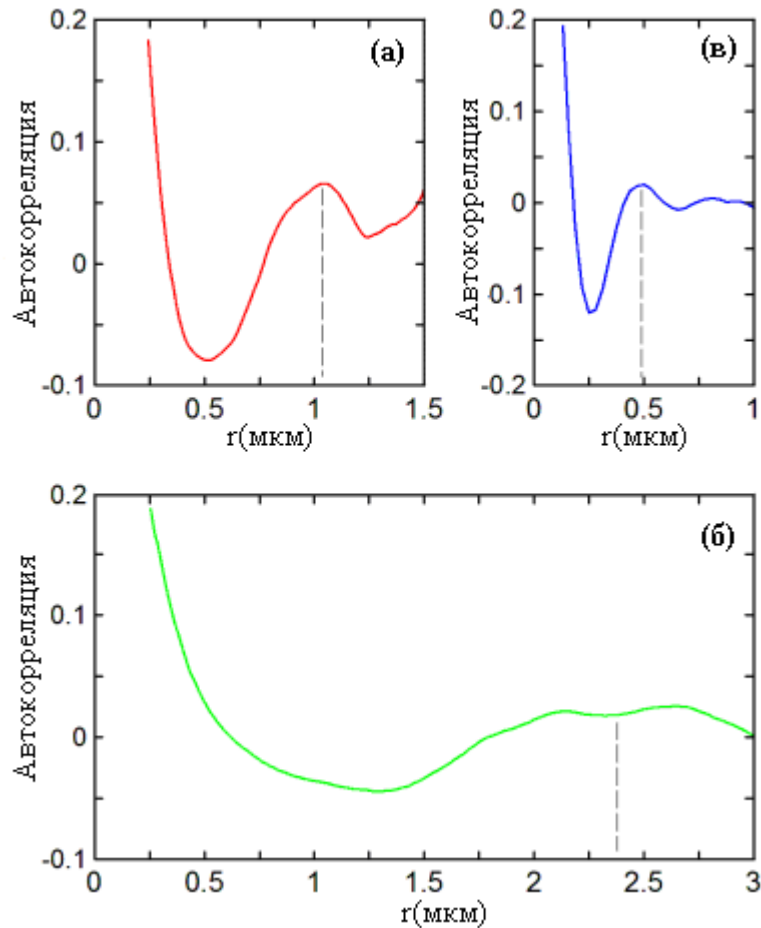


Рис. 2.19. Нормированные автокорреляционные функции (а) структуры [Co/Pt] в состоянии D_0 . (б) структуры [Co/Pt] в состоянии D_1 . (в) структуры [Co/Pt]Co. Из [A2].

Средний размер доменов может быть оценен из анализа автокорреляционных функций (АКФ) МСМ изображений. Согласно рис. 2.19 корреляционный период для структуры [Co/Pt] в состоянии D_0 $p_1 = 1$ мкм, для [Co/Pt] в состоянии D_1 $p_2 = 2.3$ мкм и для структуры [Co/Pt]Co $p_3 = 0.5$ мкм. Средний размер доменов для структуры [Co/Pt] в состоянии D_0 может быть оценен как $d_1 = 0.5p_1 = 500$ нм и для структуры [Co/Pt]Co $d_3 = 0.5p_3 = 250$ нм.

В состоянии D_1 домены имеют разные размеры (d_L для больших доменов и d_S для маленьких доменов). Таким образом $d_L + d_S = p_2$. Из петли гистерезиса (рис.2.9

б) можно получить $\frac{d_L - d_S}{d_L + d_S} = 0.7$. Это значит, что $d_L = 1955$ нм и $d_S = 345$ нм.

Используя формулы (2.8) and (2.9) можно оценить резонансные частоты для различных состояний структуры [Co/Pt]. Для состояния D₀ резонансная частота $f_1 = 1.09$ ГГц. Для состояния D₁ резонансная частота больших доменов $f_L = 0.49$ ГГц, а резонансная частота маленьких доменов $f_S = 1.36$ ГГц. Данные резонансные частоты находятся в хорошем согласии с полученными экспериментальными результатами. Некоторые отличия связаны с тем, что не учитывались поля рассеяния от соседних доменов. Резонансная частота для структуры [Co/Pt]Co может быть оценена по формуле, в которой введено дополнительное обменное поле [22, 23]

$$2\pi f_r = \gamma \sqrt{\left(H_{ext} - H_{exch} + \left(2N_{xx} - \left(4\pi - \frac{2\kappa}{M_0} - N_{yy} \right) \right) M_0 \right) \left(H_{ext} - H_{exch} + \left(2N_{yy} - \left(4\pi - \frac{2\kappa}{M_0} - N_{xx} \right) \right) M_0 \right)} \quad (2.10)$$

Подставляя в (2.4) экспериментальные данные, величину обменного поля можно оценить $H_{exch} = 1200e$.

Таким образом, методами МРСМ исследована зависимость резонансных частот от размеров доменов в многослойных пленках Co/Pt. Применение методов МРСМ, МСМ, магнитооптической магнитометрии в сочетании с простыми аналитическими моделями позволяли количественно оценить латеральные размеры доменов, межслоевое обменное взаимодействие в многослойных магнитных структурах [A2].

Глава 3. ФМР спектры в микрополоске пермаллоя.

Данная глава посвящена изучению спектров ФМР в микрополосках пермаллоя методами численного моделирования, ЭПР - спектроскопии и МРСМ. Результаты исследований опубликованы в работах [А3-А7].

3.1. Исследование спектров ФМР микрополосок с помощью ЭПР - спектрометра

СВЧ свойства ферромагнитных планарных паттернированных структур (ППС) являются предметом интенсивных исследований [81-93], что связано с перспективами их использования в устройствах спинтроники и обработки данных. В частности, ППС различной формы, которые упорядочены в массивы с различной геометрией, рассматриваются как СВЧ - фильтры [94]. Передача и обработка информации в таких устройствах может быть осуществлена за счет использования волн намагниченности – спиновых волн. В ферромагнетиках могут возбуждаться два типа спиновых волн – дипольные и обменные. Дипольные спиновые волны (или магнитостатические) распространяются за счет дальнедействующего диполь-дипольного взаимодействия. Обменные спиновые волны распространяются за счет короткодействующего обменного взаимодействия [25, 46]. Оба типа спиновых волн представляются одинаково и различаются только длинами. Волны с длинами менее 1 мкм принято считать обменными, а с длинами более 10 мкм – дипольными. Стоячие спиновые волны, реализующиеся в ферромагнетиках конечных размеров, называются спин-волновыми резонансами (рис. 3.1).

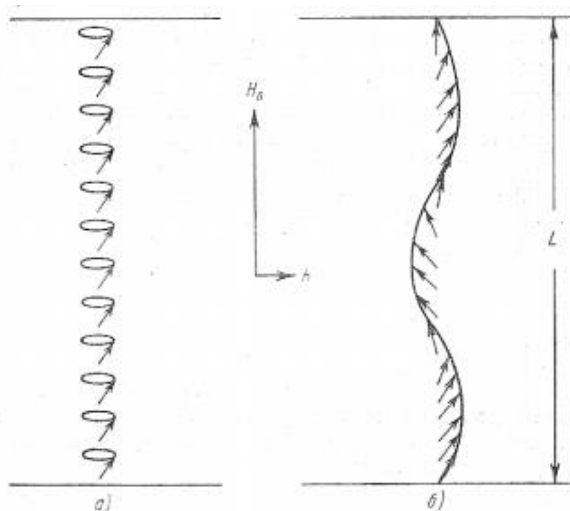


Рис. 3.1. Спиновые волны в ограниченном в одном измерении ферромагнетике: а) однородная прецессия; б) спин - волновой резонанс. Из [54].

Спин-волновые резонансы зависят от внутренних магнитных полей, которые определяются анизотропией формы, обменным и магнитостатическим взаимодействиями. В результате спектры поглощения определяются различными геометрическими факторами, такими как форма, размер, соотношение сторон и пространственной конфигурацией расположения элементов в массивах. Это открывает широкие возможности по перестройке спектров поглощения СВЧ путем изменения архитектуры ППС с помощью методов нанолитографии. В связи с этим особое внимание уделено исследованиям ФМР в прямоугольных микрополосках, которые являются основным структурным элементом планарных СВЧ микросхем. Из-за высокой анизотропии формы, микрополоски находятся в однородном состоянии, что, в свою очередь, позволяет их использовать без приложения внешнего магнитного поля. Сильное магнитостатическое взаимодействие в ППС позволяет их использовать как перестраиваемые внешним полем СВЧ фильтры.

Частично исследования спектров колебаний намагниченности в зависимости от формы и размеров микрополоски были проведены в [86-92]. Особое внимание было уделено магнитостатическим стоячим волнам и краевым модам, возникающим из-за неоднородности внутреннего поля (рис. 3.2 (а)). Все спин-волновые резонансы, возникающие в микрополосках, можно разделить на два класса: локализованные краевые моды (левая колонка на рис. 3.2 (б)) и стоячие спиновые волны (правая колонка на рис. 3.2 (б)).

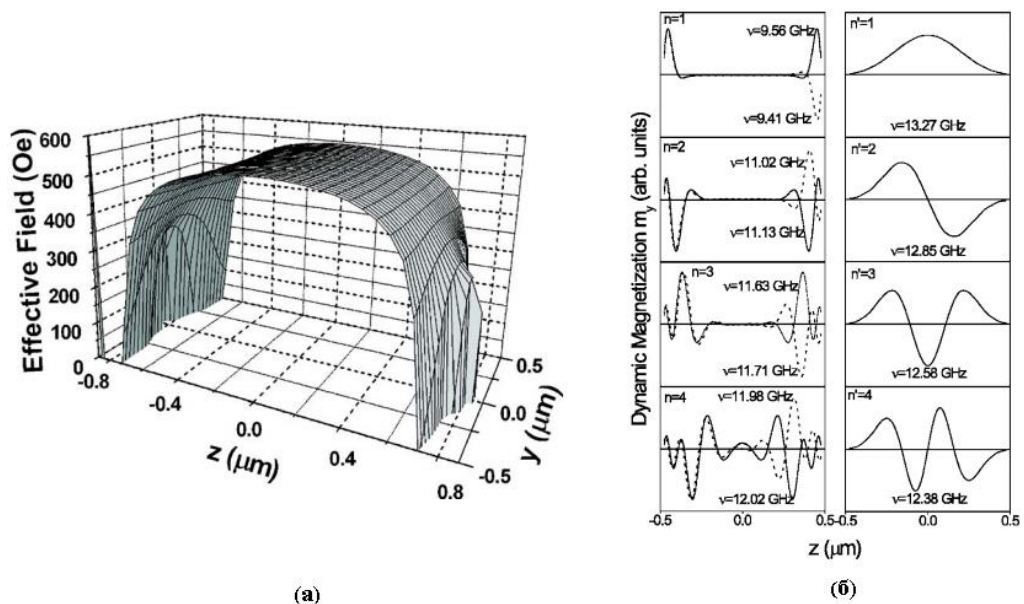


Рис. 3.2. (а) График z -составляющей эффективного магнитного поля прямоугольного элемента шириной $w = 1 \text{ мкм}$, длиной $l = 1.75 \text{ мкм}$ и толщиной $l = 35 \text{ нм}$, рассчитанный с использованием ООММФ. (б) Распределения колебаний намагниченности для резонансных мод и соответствующие им частоты для микрополоски шириной 1 мкм и толщиной 33 нм в поперечно приложенном магнитном поле 2000 Э . Из работы [92].

Однако систематического изучения вклада обменной энергии в спектр ФМР не проводилось. С другой стороны динамические свойства ППС изучались с помощью микромагнитного моделирования, основанного на численном решении уравнения Ландау-Лифшица. Собственные резонансные частоты получались методом Фурье-преобразования релаксационных колебаний, что позволяло анализировать длинноволновые магнитостатические моды. Однако в эксперименте на спектрометре спектры ФМР получаются в виде зависимости СВЧ поглощения от внешнего магнитного поля при фиксированной частоте. Соответствующее моделирование и визуализация пространственного распределения переменной компоненты намагниченности при резонансных значениях внешнего магнитного поля не обсуждалось ранее.

Массив прямоугольных полосок с размерами $3000 \times 500 \times 30 \text{ нм}$ был изготовлен методами электронной литографии. На первом этапе на кремниевую подложку наносился резист ПММА 950 толщиной 200 нм . В сканирующем электронном микроскопе проводилось экспонирование электронным пучком, после чего

осуществлялось проявление в изопропиловом растворе МІВК. На полученный в резисте рисунок методом магнетронного напыления осаждался слой пермаллоя толщиной 30 нм. На заключительном этапе проводилась операция lift-off в ацетоне, в результате чего получались микрополоски пермаллоя на кремниевой подложки (рис. 3.3.).

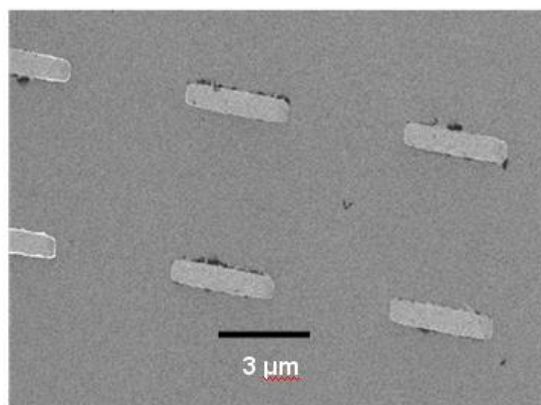


Рис. 3.3. Изображение в сканирующем электронном микроскопе массива пермалловых микрополосок. Из работы [А3].

ФМР исследования проводились на спектрометре Bruker EMX Plus-10/12 (рис. 1.15). Спектры записываются в виде первых производных поглощения $\frac{\partial \chi''}{\partial H}$ от величины внешнего магнитного поля (рис. 3.4).

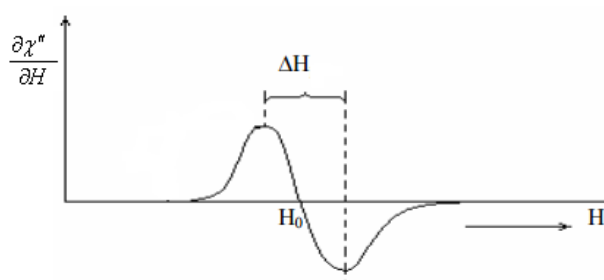


Рис. 3.4. Характерный вид первой производной линии спектра поглощения СВЧ. H_0 - резонансное поле; ΔH - ширина резонансной линии.

В резонаторе использовалась мода TE₀₁₁ (рис. 3.5). Частота СВЧ поля 9.8 ГГц.

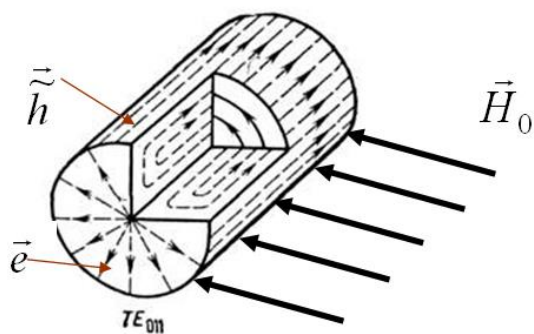


Рис. 3.5. Мода TE₀₁₁ в цилиндрическом резонаторе спектрометра.

Диапазон изменения магнитного поля 0- 2 Т. Переменное СВЧ поле лежало в плоскости образца, т.к. для этого случая возбуждение спиновых волн наиболее эффективно.

Численное моделирование спектров ФМР проводилось с помощью численного решения уравнения Ландау-Лифшица в пакете OOMF. Исследовалась зависимость поглощения СВЧ мощности от величины внешнего магнитного поля. Численный алгоритм моделирования включал в себя три этапа: 1) Прикладывается внешнее магнитное поле и устанавливается равновесное распределение намагниченности. 2) Возбуждение магнитным переменным полем колебаний намагниченности. 3) Строится зависимость среднего квадрата переменной намагниченности от магнитного поля (рис. 3.6).

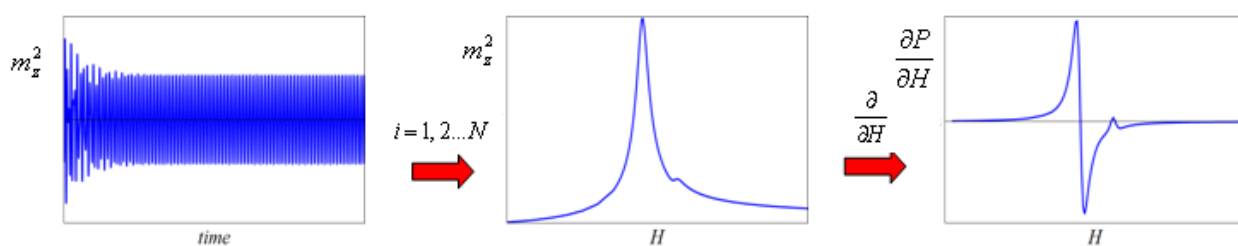


Рис. 3.6. Схема моделирования спектров поглощения.

Для визуализации резонансных колебаний намагниченности строились временные зависимости различных компонент намагниченности для разных точек образца. Расчеты были выполнены для следующих значений пермаллоя: $M=8 \times 10^5$ А/м, обменная жесткость $A=8 \times 10^{12}$ Дж/м, постоянная затухания $a=0.01$. Из-за поликристалличности пленок пермаллоя кристаллическая анизотропия не

учитывалась. Частота СВЧ накачки такая же как и в эксперименте 9.8 ГГц. Образец при моделировании разбивался на ячейки с размерами 10 x 10 x 30 нм (рис. 3.7).

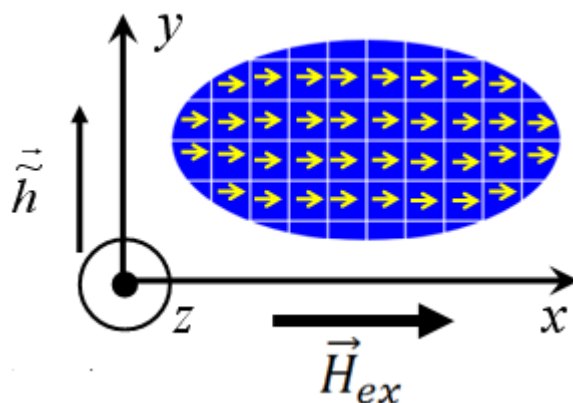


Рис. 3.7. Схема численного моделирования.

На рис. 3.8 показаны спектры ФМР для случая, когда внешнее поле направлено вдоль длинной оси. Для удобства представления результатов экспериментальный и численно рассчитанный спектры сдвинуты по вертикали относительно друг друга.

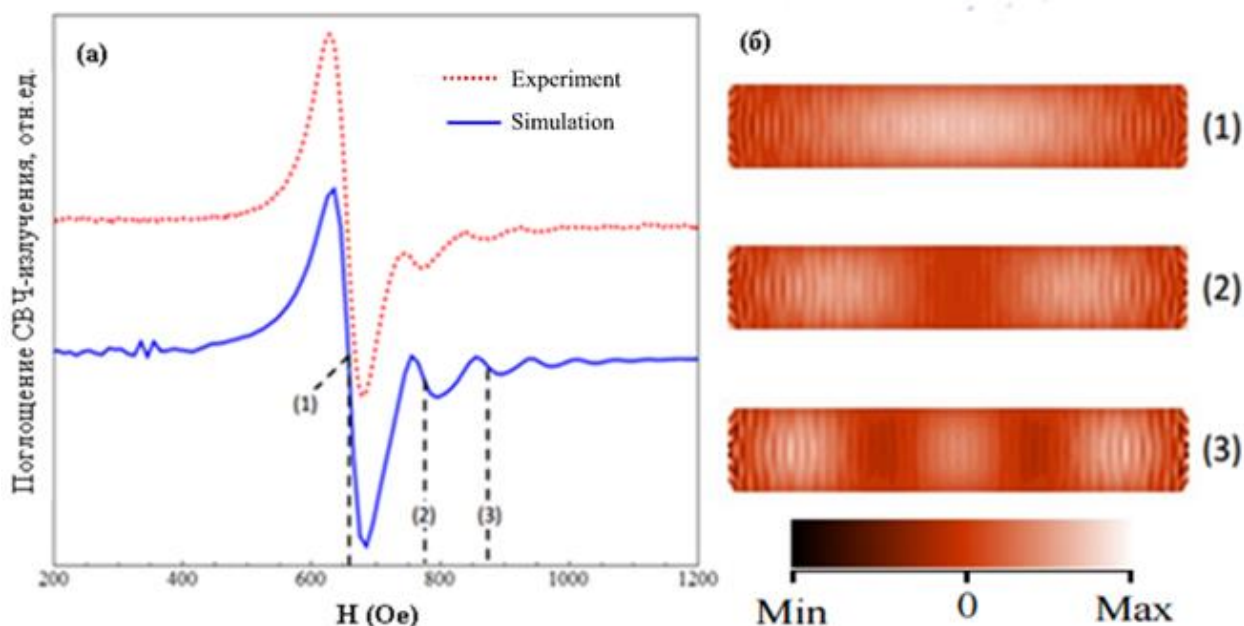


Рис. 3.8. (а) Экспериментальный (пунктирная красная кривая) и численно рассчитанный (синяя сплошная кривая) спектры ФМР для случая, когда внешнее поле приложено вдоль длинной оси. Пунктирными линиями показаны значения резонансных полей. (б) Пространственные распределения амплитуды колебаний намагниченности для разных резонансных полей. (1) $H=660$ Oe; (2) $H=770$ Oe; (3) $H=870$ Oe. Из работы [А3].

Как видно из рис. 3.8 (б), колебания намагниченности, соответствующие резонансным полям, имеют сложную пространственную структуру. Колебания намагниченности представляют суперпозицию длинноволновых и коротковолновых колебаний с различными значениями продольного волнового вектора. Теория диполь-обменных волн в пленках была развита в работах [81, 83]. Следуя предложенному подходу, мы полагаем, что магнитные моменты закреплены на поверхности, а также для низших мод нет зависимости от координаты по толщине. Оси координат, связанные с микрополоском представлены на рис. 3.9. Из-за того, что размагничивающее поле прямоугольной микрополоски неоднородное, имеется сложная зависимость переменных компонент намагниченности от координат x и y .

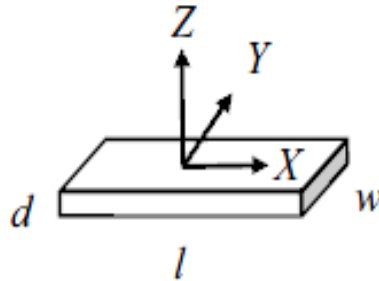


Рис. 3.9. Система координат, связанная микрополоском.

Однако компоненты переменной намагниченности приблизительно могут быть записаны следующим образом [83]:

$$m_{y,z}(x, y) \approx M_s \cos(k_{xn}x) \cos(k_{ym}y) \quad (3.1)$$

где M_s намагниченность насыщения; $k_{xn} = \pi(n+1)/l$ и $k_{ym} = \pi(m+1)/w$ – собственные волновые числа; l и w длина и ширина микрополоска соответственно. Отклонение зависимости переменной намагниченности от косинуса порядка d/l (где d – толщина микрополоска).

Для микрополосок с высоким аспектным отношением формула (3.1) является хорошим приближением. Спектр собственных мод определяется следующим выражением [81, 83]:

$$\omega_{nm}^2 = \gamma M_s (\omega_{nm}^H + J \omega^M k_{nm}^2) (\omega_{nm}^H + J \omega^M k_{nm}^2 + \omega^M F_{nm}) \quad (3.2)$$

где γ гиромагнитное отношение; $\omega^M = 4\pi\gamma M_s$; $\omega_{nm}^H = \gamma H_{ext} - \omega^M N_{nm}$; N_{nm} – размагничивающие факторы для моды с номерами n и m ; F_{nm} – элементы матрицы диполь-дипольного взаимодействия; J – константа обменного взаимодействия.

Качественная зависимость частоты от продольного волнового числа (k_x) имеет вид, как на рис. 3.10. Каждая кривая соответствует определенному магнитному полю. Точки пересечения пунктирной линии (отмечены серыми точками), которая равна частоте СВЧ накачки, с дисперсионной кривой соответствуют собственным волновым числам.

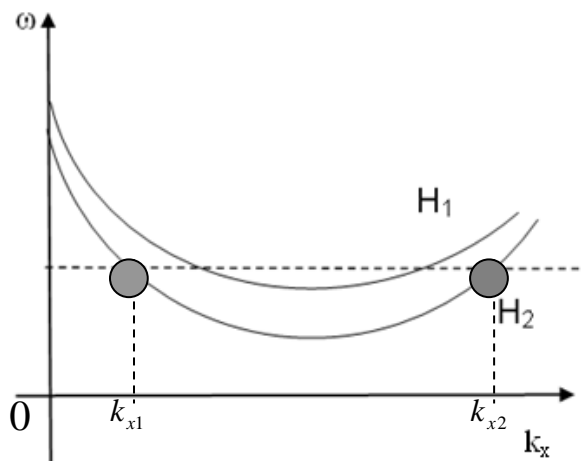


Рис. 3.10. Дисперсионная кривая для продольного волнового числа для двух значений внешнего магнитного поля.

Из рис. 3.10 виден немонотонный характер дисперсионной кривой. Это означает, что при фиксированной частоте СВЧ накачки и при фиксированном внешнем поле возбуждаются моды с двумя волновыми числами - длинноволновые (дипольные) (k_{x1}) и коротковолновые (обменные) (k_{x2}). Расчет показывает, что при значении поля $H=645$ Ое возбуждаются моды с $n=0$ и $n=84$ (резонанс N° 1); при $H=740$ Ое моды с $n=2$ и $n=82$ (резонанс N° 2); при $H=850$ Ое моды с $n=4$ и $n=78$ (резонанс N° 3) соответственно.

Для данных резонансов волновое число $m=0$. Значения резонансных полей и номера мод неплохо согласуются с численным моделированием (рис. 3.8 (б)).

Результат для другой взаимной ориентации образца и внешнего поля (образец намагничен по y , переменное магнитное поле по x) представлен на рис. 3.11.

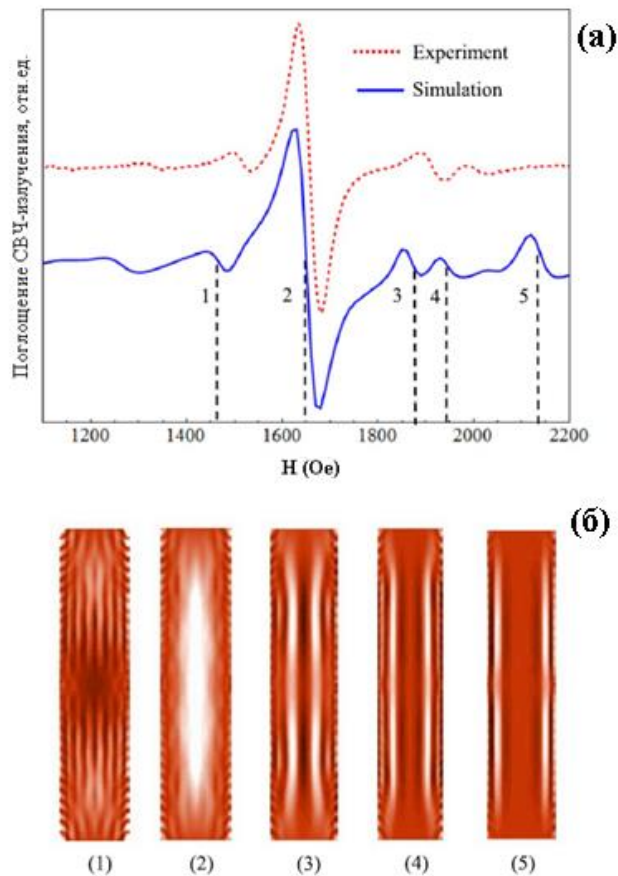


Рис. 3.11. (а) Экспериментальный (пунктирная красная кривая) и численно рассчитанный (синяя сплошная кривая) спектры ФМР для случая, когда внешнее поле приложено вдоль короткой оси. Пунктирными линиями показаны значения резонансных полей. (б) Численно рассчитанные пространственные распределения амплитуды колебаний намагниченности для разных резонансных полей. (1) $H=1493$ Oe; (2) $H=1650$ Oe; (3) $H=1870$ Oe; (4) $H=1940$ Oe; (5) $H=2140$ Oe. Из работы [А3].

В целом мы наблюдаем хорошее согласие между экспериментом и численным моделированием, но в моделировании присутствует дополнительная краевая мода при значении поля $H=2140$ Oe. Аналитический расчет показывает, что имеется вырождение по резонансному магнитному полю для мод с номерами $(n=2; m=0)$ и $(n=2; m=12)$ для резонанса N° 1; $(n=0; m=0)$ и $(n=0; m=10)$ для резонанса N° 2; $(n=4; m=4)$ и $(n=4; m=8)$ для резонанса N° 3. Для других мод вырождения не наблюдается. Резонансы N° 4 и N° 5 соответствуют краевым модам. Резонанс N° 4 имеет три полуволны, резонанс N° 5 имеет одну полуволну (рис. 3.11 (б)). Очевидно, что шероховатость края образца сильно влияет на модовую структуру краевых мод, когда внешнее поле направлено по оси y . Чтобы подавить краевую моду для поля

$H=2140$ Oe мы взяли в расчет шероховатость края образца со среднеквадратичным отклонением 15 нм. Данное значение было взято из исследований изображения на сканирующем электронном микроскопе. Численное моделирование показало, что данная краевая мода подавляется (рис. 3.12).

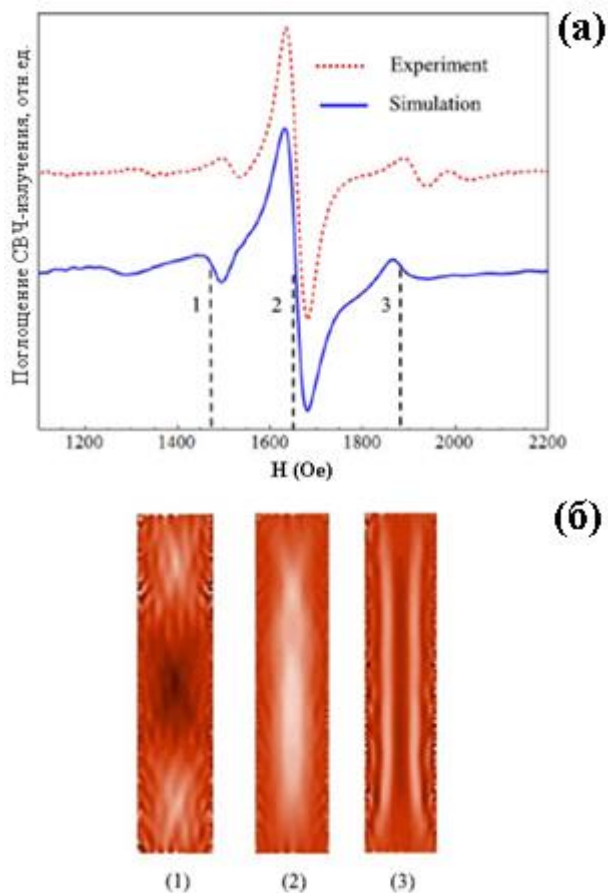


Рис. 3.12. (а) Экспериментальный (пунктирная красная кривая) и численно рассчитанный (синяя сплошная кривая) спектры ФМР для случая, когда внешнее поле приложено вдоль короткой оси. Среднеквадратичное отклонение шероховатости края 15 нм. Вертикальными пунктирными линиями показаны значения резонансных полей. (б) Численно рассчитанные пространственные распределения амплитуды колебаний намагниченности для разных резонансных полей. (1) $H=1493$ Oe; (2) $H=1650$ Oe; (3) $H=1870$ Oe. Из работы [A3].

Рис. 3.13 показывает экспериментальный и численно рассчитанный спектры ФМР для случая, когда поле приложено перпендикулярно плоскости образца (z ось на рис. 3.5). В этом случае мы наблюдали основной резонанс и серию спин-волновых резонансов, расположенных слева от основного.

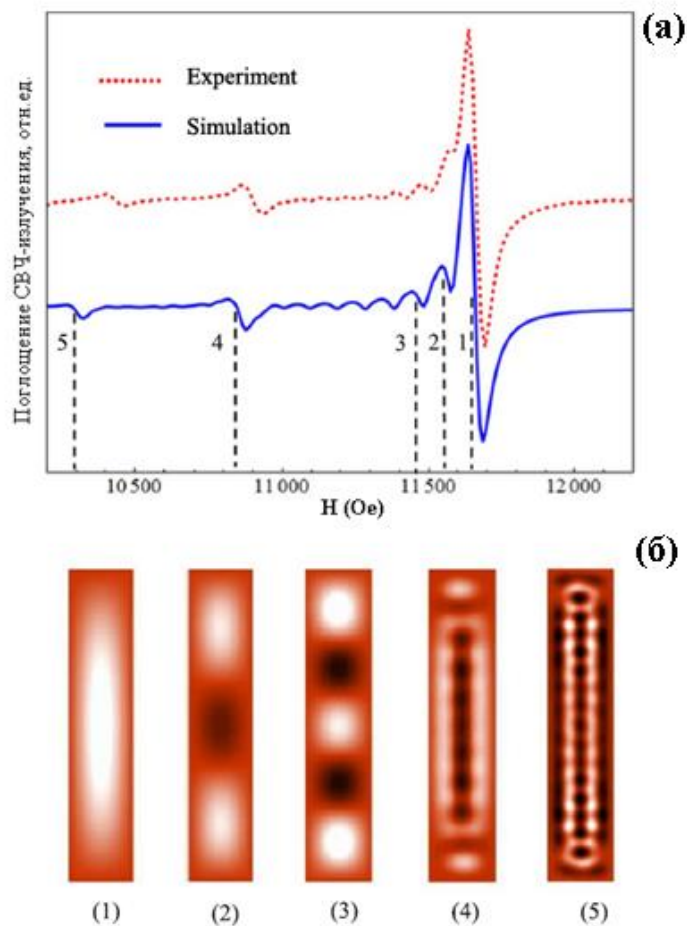


Рис. 3.13. (а) Экспериментальный (красная пунктирная кривая) и численно рассчитанный (сплошная синяя кривая) спектр ФМР для случая, когда образец намагничен вдоль оси Z . (б) Численно рассчитанные пространственные распределения амплитуды колебаний намагниченности для разных резонансных полей. (1) $H=11660$ Oe; (2) $H=11580$ Oe; (3) $H=11480$ Oe; (4) $H=10,850$ Oe; (5) $H=10,320$ Oe. Из работы [А3].

Визуализация мод показала, что у резонансов № 1–3 следующая структура: одна полуволна вдоль оси Y и одна, две и три полуволны в X направлении. Резонансы № 4 и № 5 являются суперпозицией двух различных мод, соответствующим разным направлениям распространения волны. Для поля $H=10850$ Oe наблюдаются резонансные моды с номерами $(n=0; m=2)$ и $(n=18; m=0)$, а для поля $H=10320$ Oe резонансные моды с номерами $(n=0; m=4)$ и $(n=34; m=0)$.

Таким образом, был разработан алгоритм микромагнитного моделирования, который позволяет рассчитать ФМР спектр и визуализировать пространственную структуру резонансных мод. Данный алгоритм был протестирован при изучении

микрополосок с размерами $3000 \times 500 \times 30$ нм³ для различных ориентаций образца во внешнем магнитном поле. Хорошее согласие между экспериментом и численным моделированием дает основание полагать, что визуализация резонансных мод соответствует реальной динамике намагниченности. Продемонстрировано, что резонансные колебания намагниченности представляют суперпозицию длинноволновых дипольных и коротковолновых обменных волн [A3-A5].

3.2. Исследование спектров ФМР микрополосок с помощью магнитно-резонансной силовой спектроскопии

СВЧ свойств пермалловых микрополосок также были изучены методом магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ). МРСМ является удобным методом изучения ФМР спектров отдельных магнитных наноструктур. Пространственное разрешение МРСМ определяется размером и магнитным моментом зонда, расстоянием между зондом и образцом и составляет менее 100 нм. Массив микрополосок был изготовлен по той же технологии, что и в предыдущем параграфе. Отличие заключается в том, что расстояние между элементами массива увеличено (рис. 3.14). Это сделано для того, чтобы минимизировать вклад в МРСМ сигнал от соседних микрополосок.

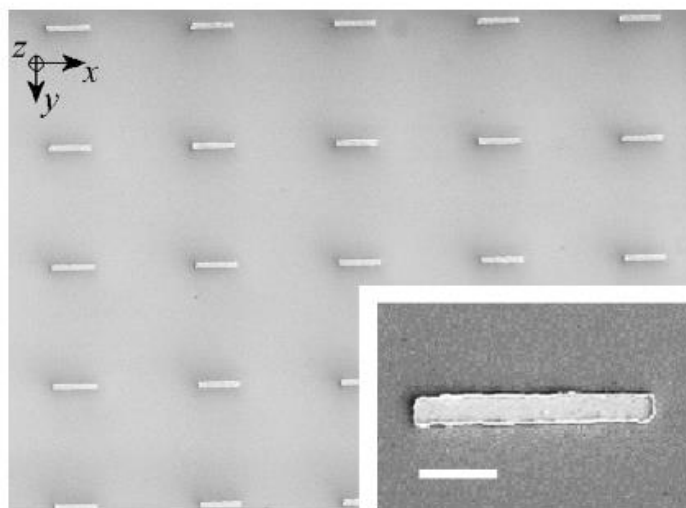


Рис. 3.14. Изображение в сканирующем электронном микроскопе массива пермалловых микрополосок. Из работы [A6].

На кантиливер NSG-1 приклеивалась частица SmCo, форма которой близка к сфере и диаметр составлял около 10 мкм. Магнитный момент частицы был

направлен параллельно плоскости образца. Жесткость кантиливера составляла 0.01 Н/м, собственная резонансная частота 9.8 КГц. Расстояние между зондом и образцом составляло 3 мкм, что соответствует 8 мкм между центром частицы и образцом. Внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости образца, переменное поле также в плоскости образца и перпендикулярно постоянному полю. Измерения проходили в вакууме (10^{-3} Тор). Добротность кантиливера при этом составляла около 1000. Частота СВЧ накачки составляла 5.8 ГГц. МРСМ сигнал записывался как зависимость амплитуды колебаний зонда от внешнего магнитного поля.

Также с помощью пакета OOMMF было проведено численное моделирование резонансных колебаний с параметрами, представленными в предыдущем параграфе.

На рис. 3.15 приведены экспериментальные и численно рассчитанные МРСМ спектры для случая, когда внешнее поле направлено вдоль короткой оси.

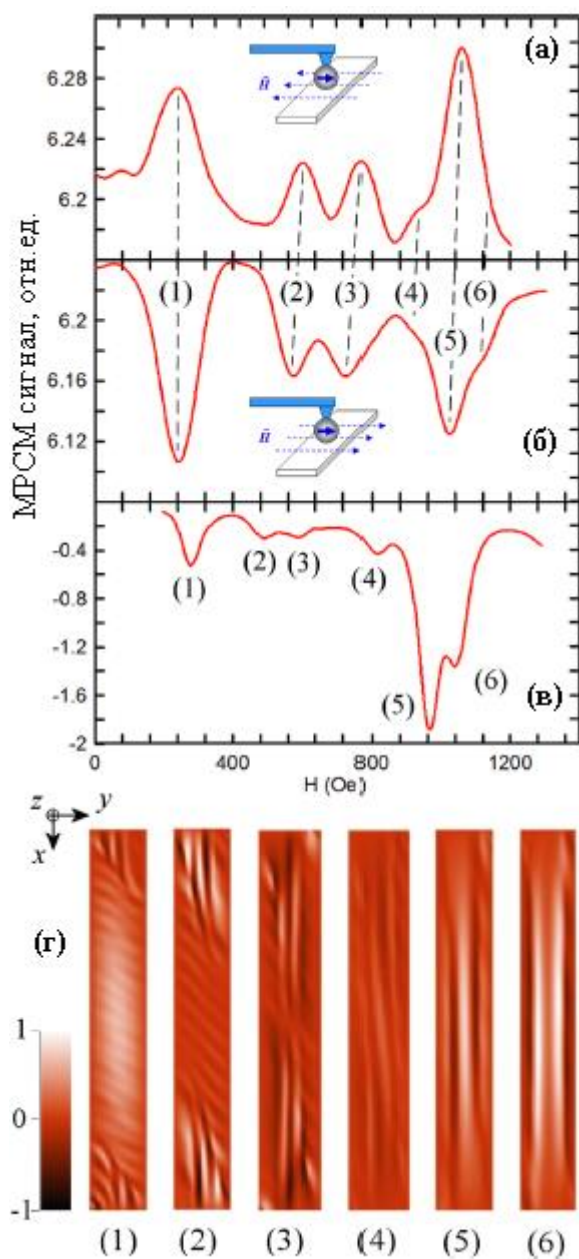


Рис. 3.15. (а) Экспериментальный MPCM спектр от микрополоски для случая, когда внешнее поле направлено вдоль короткой оси и противоположно направлен магнитному моменту зонда. Экспериментальный (б) и численно рассчитанный (в) MPCM спектры от микрополоски для случая, когда внешнее поле направлено вдоль короткой оси и сонаправлено магнитному моменту зонда. (г) Численно рассчитанные распределения переменной компоненты намагниченности в резонансных модах. Из работы [А6].

Из рис. 3.15 (а) и рис. 3.15 (б) видно, что резонансные поля сдвигаются полем зонда на 50-100 Ое. Для данной геометрии было исследовано влияние взаимной ориентации магнитного момента зонда и намагниченности образца на MPCM

спектр. МРСМ спектр для случая, когда магнитный момент зонда сонаправлен намагниченности образца представлен на рис. 3.15 (б). Зонд располагался над центром микрополоска. Все резонансные моды на МРСМ спектре проявляются в виде провалов. Такой же характер резонансов показывает и моделирование (рис. 3.15 (в)). Различия между экспериментальным и численно рассчитанным спектрами МРСМ связано с влиянием зонда и возможной разницей между значениями материальных параметров в эксперименте и моделировании. С помощью микромагнитного моделирования проведена визуализация пространственной структуры резонансных мод (рис. 3.15 (в)). Визуализация показала, что резонанс при $H=250$ Ое соответствует основному резонансу, при $H=600$ Ое и $H=750$ Ое спин-волновым резонансам, при $H=1050$ Ое и $H=1150$ Ое соответствуют краевым модам. Когда направление внешнего поля меняется на противоположное, резонансы начинают проявляться в виде пиков (рис. 3.15 (а)). Намагниченность частицы CoSm не меняется из-за высокой коэрцитивности материала. Магнитная сила, действующая на зонд:

$$F_z = \int \delta M_x \partial h_x / \partial z dV \quad (3.3)$$

Где δM_x – изменение статической компоненты намагниченности, $\partial h_x / \partial z$ – производная полей рассеяния, создаваемых зондом, на образце. Как упоминалось ранее, кроме магнитной силы, действующей на зонд, есть также и немагнитная сила, возникающая из-за возникающей разницы потенциалов между зондом и копланарной линией, токов Фуко, разогрева зонда и т.д. Немагнитная сила не зависит от внешнего магнитного поля и является постоянной величиной. Магнитная сила максимальна по величине при условии резонанса в образце, т.к. в этот момент δM_x максимальна. Когда направление намагниченности в образце меняется на противоположное, δM_x также меняет знак, что, в свою очередь, ведет к изменению разности фаз между магнитной и немагнитными компонентами сил. В результате резонансы, которые проявляли себя в виде провалов, начинают проявлять себя в виде пиков. Различие в амплитуде резонансов мы связываем с небольшими изгибами кантиливера под действием внешнего поля. Этот изгиб зависит от направления внешнего поля и может приводить к некоторому смещению собственной частоты кантиливера, что уменьшает чувствительность измерений.

Зависимость спектра МРСМ от взаимного расположения зонда и образца изучался для геометрии, когда магнитный момент зонда и намагниченность образца были направлены вдоль длинной оси микрополоски. Были рассмотрены случаи, когда зонд располагался над центром микрополоски (рис. 3.16 (а)), над краем микрополоски (рис. 3.16 (в)) и на расстоянии три микрона от края образца (рис. 3.16 (г)).

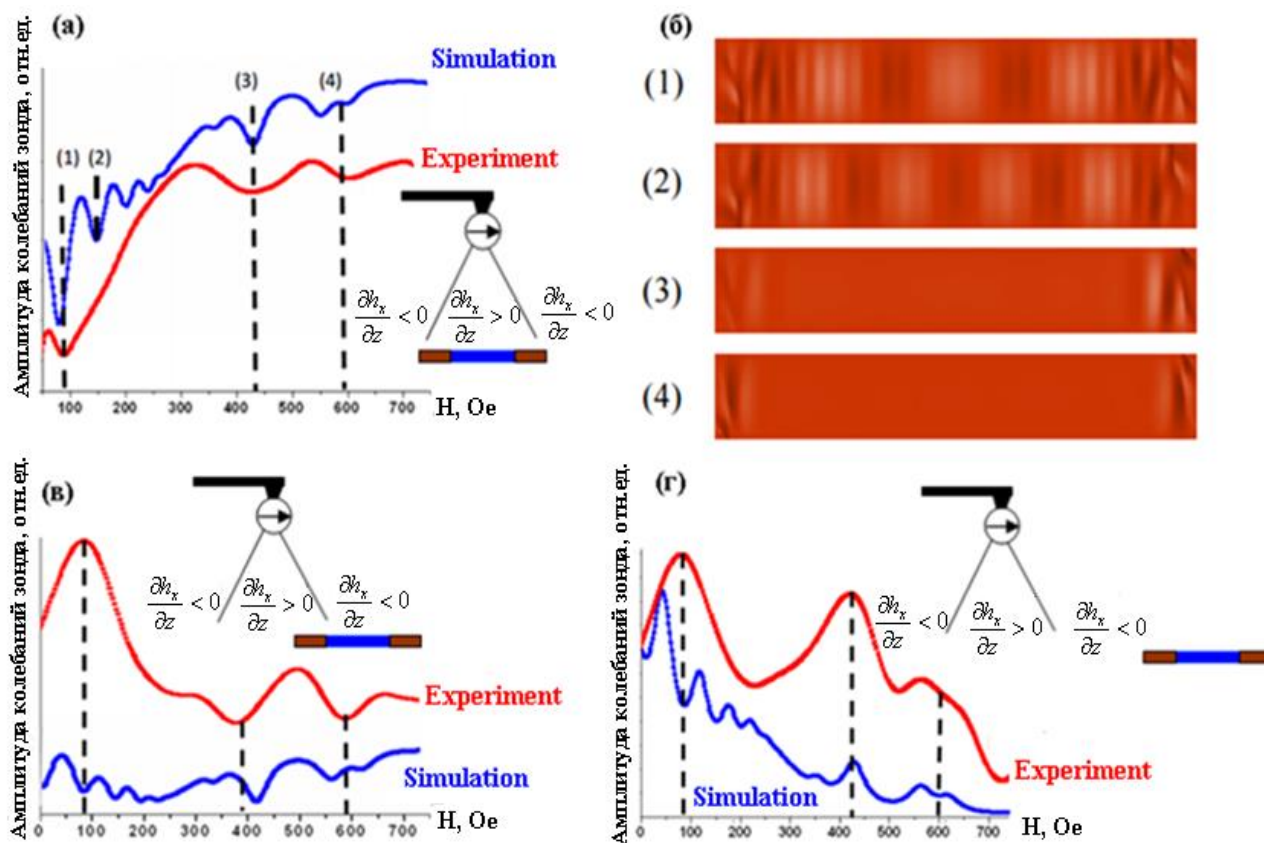


Рис. 3.16. (а) Экспериментальный и численно рассчитанный МРСМ спектр от микрополоски для случая, когда зонд расположен над центром микрополоски. (б) Визуализация пространственной структуры резонансных мод. (в) Экспериментальный и численно рассчитанный МРСМ спектр от микрополоска для случая, когда зонд расположен над краем микрополоска. (г) Экспериментальный и численно рассчитанный МРСМ спектр от микрополоска для случая, когда зонд расположен на расстоянии три микрона от края микрополоска.

Теоретический анализ (рис. 3.16 (б)) предсказывает, что в системе есть несколько спин-волновых резонансов, локализованных преимущественно в центре, и несколько краевых мод, локализованных на конце образца. Когда зонд располагается над центром образца, резонансы проявляют себя только в виде

провалов. Это связано с тем, что весь микрополосок находится в области, где градиент поля зонда имеет положительный знак. В случае, когда зонд находится над краем образца, краевые моды расположены в области с положительным градиентом поля зонда и резонансы проявляют себя в виде провалов. Спин-волновые резонансы расположены преимущественно в области с отрицательным знаком градиента магнитного поля зонда и резонансы проявляют себя в виде пиков. Краевые моды, которые локализованы на дальнем конце микрополоска дают слабый вклад в МРСМ сигнал.

Когда зонд расположен на расстоянии трех микрон от края образца, все резонансы проявляют себя в виде пиков, т.к. весь образец лежит в области с отрицательным знаком градиента поля зонда.

Необходимо также заметить, что в эксперименте не удастся разрешить спин-волновые резонансы. Это связано с тем, что спин-волновые резонансы в меньшей степени локализованы, чем краевые моды, а также то, что неоднородное поле зонда ведет к уширению спектральных линий резонансов.

Таким образом, было исследовано то, как ФМР резонансы проявляют себя в МРСМ сигнале в зависимости от взаимного расположения зонда и образца, от взаимной ориентации магнитного момента зонда и намагниченности образца. Показано, что в зависимости от того, где расположен зонд, резонансы могут себя проявлять в МРСМ сигнале в виде пиков или провалов, что делает возможным определение пространственной локализации ФМР мод.

Глава 4. Низкочастотные резонансы в микрополосках V-образной формы и в магнитных дисках

4.1. Исследование спектров ФМР в микрополосках V-образной формы

В последнее время большое внимание уделяется изучению ферромагнитного резонанса доменных стенок в тонкопленочных ферромагнитных структурах [93-99] в связи с возможностью их использования в приборах СВЧ-электроники на основе микрополосок и нанопроволок. Характеристики резонанса доменных стенок существенно зависят от геометрических параметров микрополосок и от способа пиннинга доменных стенок. Для стабилизации положения доменной стенки в наноструктурах применяются различные варианты ловушек. Простейшие способы пиннинга доменных стенок реализуются с помощью изменения формы магнитной наноструктуры. Одним из методов изменения формы является изгиб микрополоски, в углу которого локализуется доменная стенка. В данной главе приводятся результаты исследований ферромагнитного резонанса одиночной доменной стенки в изогнутой микрополоске из пленки пермаллоя (рис. 4.1).

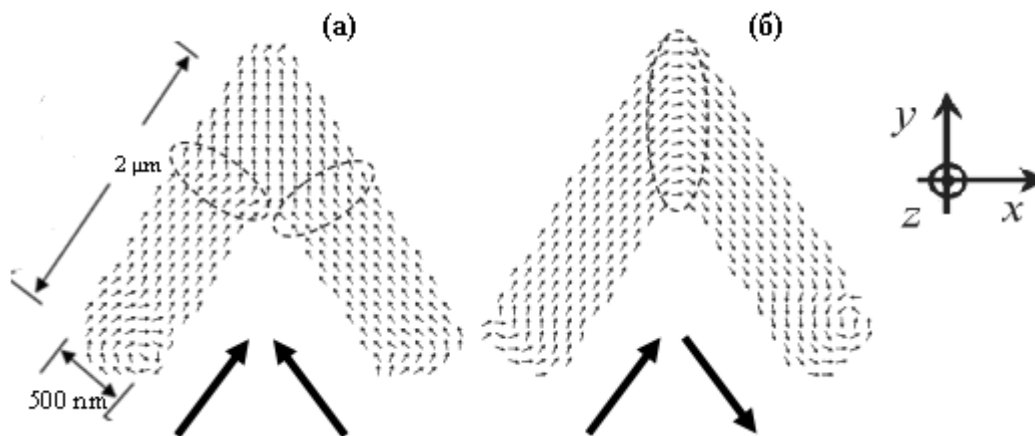


Рис. 4.1. Равновесные распределения намагниченности в V-образном микрополоске для конфигурации “голова-голова”(а) и “голова-хвост” (б). Угол изгиба 60° . Стрелками схематично показано направление намагниченности. Из работы [А8].

Предварительно спектры ФМР и модовый состав колебаний намагниченности V-образной микрополоски с углом 60° исследовались методом микромагнитного моделирования. Угол 60° удобен с точки зрения

изготовления подобных систем (меньшие углы сложнее технологически реализовать). Увеличение угла изгиба приведет к тому, что СВЧ свойства резонансной стенки будут слабее отличаться от СВЧ свойств остальной микрополоски. Если внешнее магнитное поле прикладывать вдоль оси y , а затем убрать его, то будет реализовываться состояние “голова-голова” (рис. 4.1 (а)), если вдоль оси x - “голова-хвост” (рис. 4.1 (б)). Первоначально спектры ФМР и модовый состав колебаний намагниченности исследовались методом численного моделирования. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта для намагниченности образца с использованием стандартного пакета OOMMF. В расчетах использовались следующие параметры $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$: намагниченность насыщения 8×10^5 А/м, обменная константа 8.4×10^{-12} Дж/м, константа диссипации 0.01, кристаллографическая анизотропия не учитывалась. Размер ячейки составлял $10 \times 10 \times 30$ нм, что является достаточным для описания неоднородных колебаний намагниченности в частотном диапазоне, который может быть экспериментально реализован (1–20 ГГц). Микрополоски имели характерный размер $3000 \times 500 \times 30$ нм. При моделировании колебаний намагниченности первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней прикладывалось переменное магнитное поле и регистрировалась усредненная по образцу амплитуда установившихся колебаний, пропорциональная поглощенной мощности СВЧ - излучения. Частота возбуждающего СВЧ-поля изменялась в диапазоне от 0 до 14 ГГц с шагом 0.1 ГГц. Внешнее постоянное магнитное поле отсутствовало. Для анализа модового состава резонансов рассчитывались временные реализации пространственных распределений колебаний z -компоненты намагниченности.

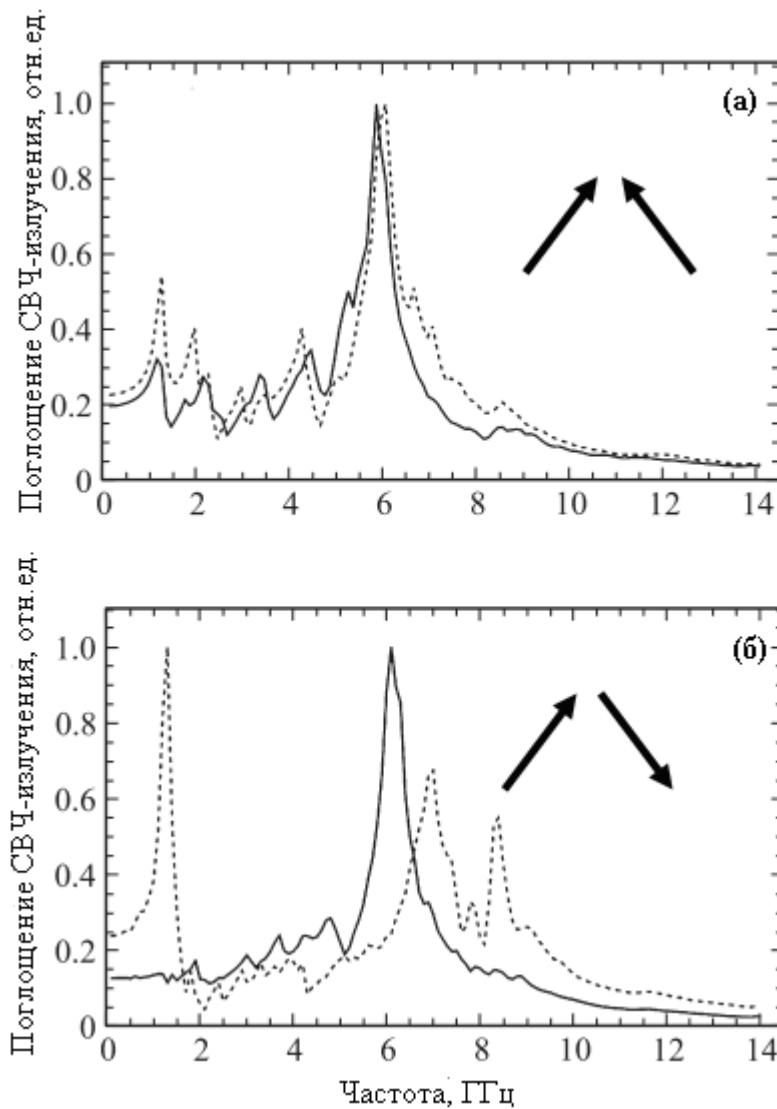


Рис. 4.2. Спектры системы для конфигурации “голова-голова” (а) и “голова-хвост” (б). Сплошной линией показаны спектры, полученные при приложении переменного поля по оси X, штриховой — при приложении поля по оси Y. Стрелками схематично показано направление намагниченности. Из работы [A8].

Спектры V-образных микрополосок представлены на рис. 4.2. Визуализация пространственных распределений переменной компоненты намагниченности продемонстрировала, что в системе присутствуют квазиоднородные моды ($f = 6.1$ ГГц для обеих конфигураций) и моды, связанные с колебаниями доменных стенок. Для конфигурации “голова-голова” присутствует достаточно интенсивный пик на частоте $f = 1.3$ ГГц (рис. 4.3 (а)), соответствующий резонансу, связанному с доменной стенкой.

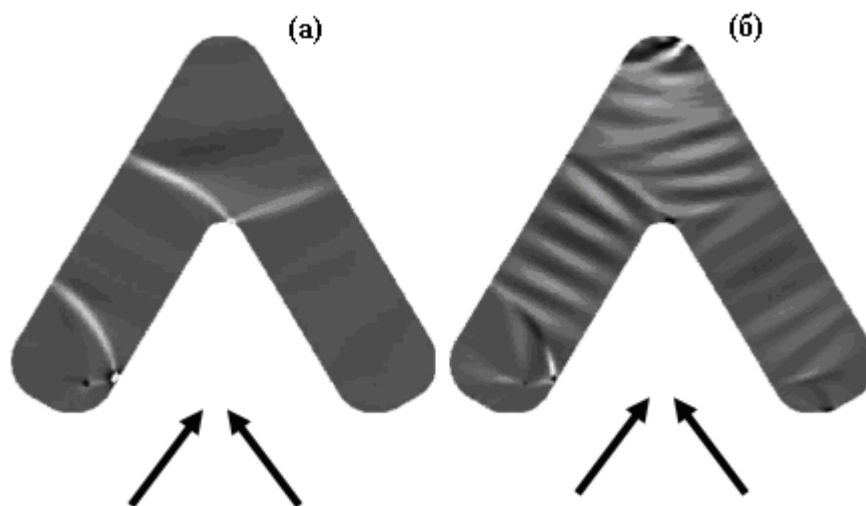


Рис. 4.3. Пространственные распределения амплитуд колебаний z -компоненты намагниченности при конфигурации “голова-голова” на частотах $f = 1.3$ ГГц (а) и $f = 4.4$ ГГц (б). Переменное поле приложено по оси X . Стрелками схематично показано направление намагниченности. Из работы [A8].

Данный резонанс хорошо возбуждается переменным полем, направленным как вдоль оси X , так и вдоль оси Y . Это связано с тем, что равновесная конфигурация намагниченности в доменных стенках не имеет преимущественного направления вдоль какой-либо из осей. Остальные пики, представленные на рис. 4.2 (а), соответствуют спин-волновым резонансам. На рис. 4.3 (б) показано пространственное распределение колебаний одной из мод, соответствующей спин-волновому резонансу на частоте $f = 4.4$ ГГц.

Для конфигурации “голова-хвост” и направления переменного поля по оси X наблюдается несколько интенсивных резонансных пиков (рис. 4.2 (б)). Кроме квазиоднородной моды, имеющей частоту $f = 6.1$ ГГц, присутствуют пики, связанные с колебаниями доменной стенки на частотах $f = 1.3$ и 8.4 ГГц. Соответствующие распределения колебаний представлены на рис. 4.4.

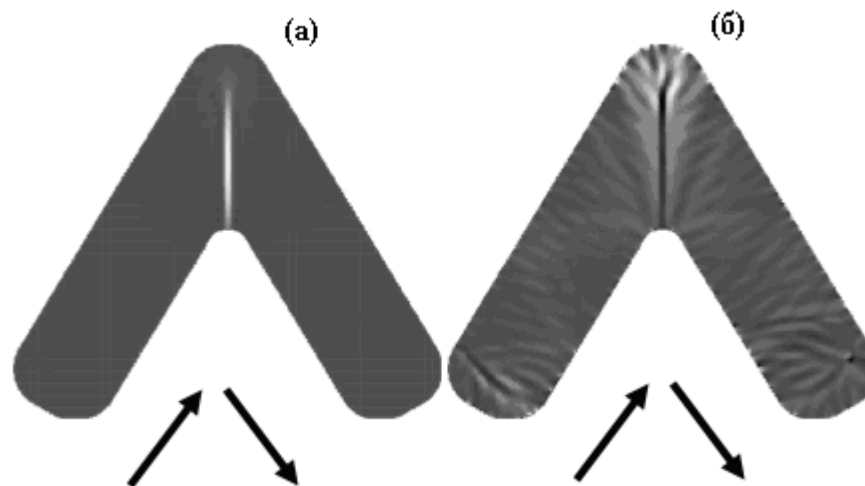


Рис. 4.4. Пространственные распределения амплитуд колебаний z -компоненты намагниченности при конфигурации “голова-хвост” на частотах $f = 1.2 \text{ ГГц}$ (а) и $f = 4.4 \text{ ГГц}$. (б) Переменное поле приложено по оси X . Стрелками схематично показано направление намагниченности. Из работы [A8].

Резонансные колебания намагниченности внутри доменной стенки можно описать количеством укладывающихся в ней полувольт аналогично тому, как это делается для однородно намагниченных микрополосок. Пик, находящийся на частоте $f = 8.4 \text{ ГГц}$, отвечает колебанию доменной стенки с числом полувольт, равным трем (рис. 4.4 (б)).

Изучение резонансных свойств доменной стенки микрополоски V-образной формы было проведено методом МРСМ. Микрополоски были изготовлены на стеклянной подложке толщиной 100 мкм из пленки пермаллоя толщиной 30 нм методом электронной литографии и были упорядочены в квадратную решетку с периодом 11 мкм (рис. 4.5 (б)).

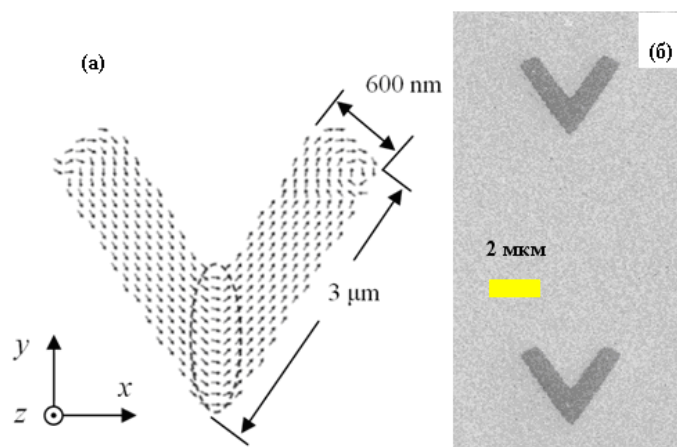


Рис. 4.5. (а) Распределение намагниченности в микрополоске и ее геометрические параметры. Из [А8 и А9]. (б) Изображение микрополоски V-образной формы в сканирующем электронном микроскопе.

Для МРСМ измерений использовался зонд с жесткостью 0.1 Н/м, на который была приклеена частица Co диаметром 7 мкм. Добротность кантеливера составляла 5000, частота 15.3 КГц. МРСМ сигнал снимался в виде зависимости амплитуды колебаний зонда от частоты СВЧ накачки в диапазоне 0.1–3 ГГц. Измерения проводились при комнатной температуре. Распределение намагниченности, содержащее доменную стенку неелевского типа (рис. 4.5. (а)) достигалось следующим образом: вдоль оси X прикладывалось внешнее поле 500 Ое, которое затем убиралось. Магнитный зонд создает достаточно сильное неоднородное магнитное поле на исследуемом образце, зависящее от расстояния между зондом и образцом, и которое может разрушить доменную стенку. Измерения проводились на достаточно больших расстояниях, чтобы поле зонда было слабым по сравнению с внутренними полями микрополоски. Типичное расстояния при измерении МРСМ сигнала составляет 2-3.4 мкм (рис. 4.6 (а)).

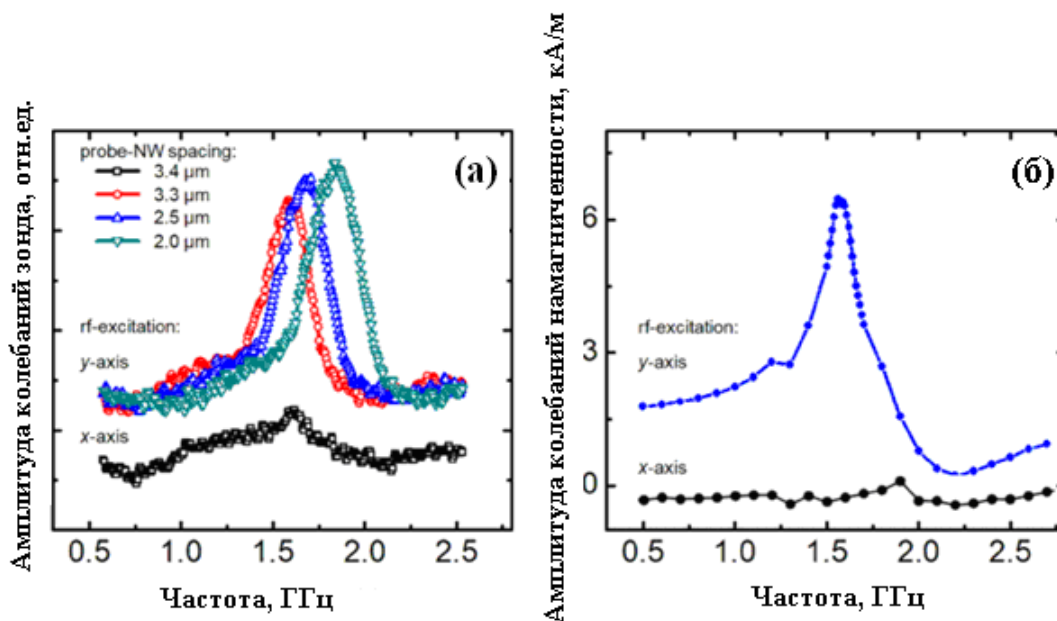


Рис. 4.6. (а) МРСМ спектры для различных расстояний между зондом и образцом для двух ориентаций переменного магнитного поля: верхние кривые относятся к случаю, когда магнитное СВЧ поле направлено вдоль оси Y, нижняя кривая для случая, когда СВЧ магнитное поле направлено вдоль оси X. (б) Численно рассчитанные спектры ФМР для двух ориентаций магнитного СВЧ поля. Из работы [A9].

Было также проведено моделирование ФМР доменной стенки для тех параметров микрополоски, которые изучались экспериментально. Моделирование было проведено для случаев, когда поле было направлено вдоль осей X и Y. Результаты численного расчета спектра колебаний намагниченности в диапазоне 0.1–5 ГГц представлены на рис. 4.6 (б). Наблюдается очень хорошее согласие с экспериментом. Интенсивный пик на частоте 1.6 ГГц связан с резонансными колебаниями намагниченности в доменной стенке. Когда переменное магнитное поле прикладывается вдоль оси X, резонансный пик пропадает.

Каждый МРСМ спектр в диапазоне 0.5 - 2.5 ГГц содержит один резонансный пик. Почти все измерения проводились в условиях, когда магнитное СВЧ поле направлено вдоль оси Y. Для сравнения приведен спектр, полученный при условии, когда магнитное СВЧ поле направлено вдоль оси X (рис. 4.6 (а)). Разница в эффективности возбуждения может быть объяснена тем, что намагниченность в доменной стенке преимущественно направлена по X. На рис. 4.7 (а) представлено МРСМ изображение микрополоски для случая, когда частота СВЧ накачки

равнялась резонансной 1.6 ГГц. При получении МРСМ изображения снималась зависимость амплитуды колебаний зонда от его латерального положения относительно образца. Наиболее интенсивный сигнал наблюдается, когда зонд расположен непосредственно над доменной стенкой. Когда отстройка частоты СВЧ накачки от резонансной составляет 250 МГц, сигнал над центром доменной стенки исчезает (рис. 4.7 (б)).

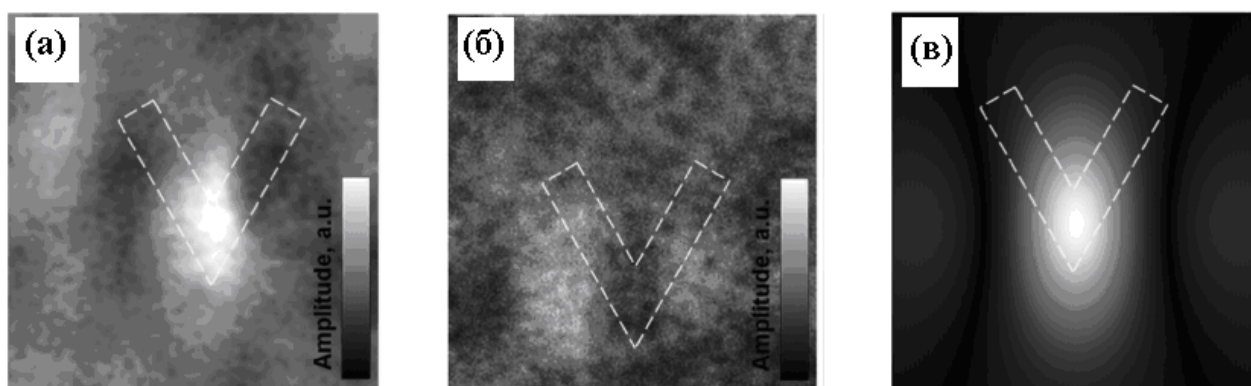


Рис. 4.7. (а) МРСМ изображение микрополоски на резонансной частоте 1.6 ГГц; (б) МРСМ изображение при отстройке от резонансной частоты на 250 МГц. Расстояние между зондом и образцом составляло 3.3 мкм. (в) Численно рассчитанное пространственное распределение МРСМ сигнала. Расстояние между зондом и образцом составляло 3.3 мкм. Размер изображений 6×6 мкм². Из работы [A9].

Для моделирования МРСМ изображения рассчитывались пространственные распределения z – градиента x – компоненты магнитного поля, создаваемого образцом. Зонд считался точечным диполем и находился на высоте 600 нм. Влияние зонда на распределение намагниченности не учитывалось. Смоделированное МРСМ изображение представлено на рис. 4.7 (в) и хорошо соответствует экспериментальному МРСМ изображению (рис. 4.7 (а)).

Также были проведены сравнительные МРСМ исследования резонанса доменной стенки для конфигураций Г-Х и Г-Г (рис. 4.8). Видно, что для конфигурации Г-Г имеется сдвиг резонансной частоты в область более низких частот.

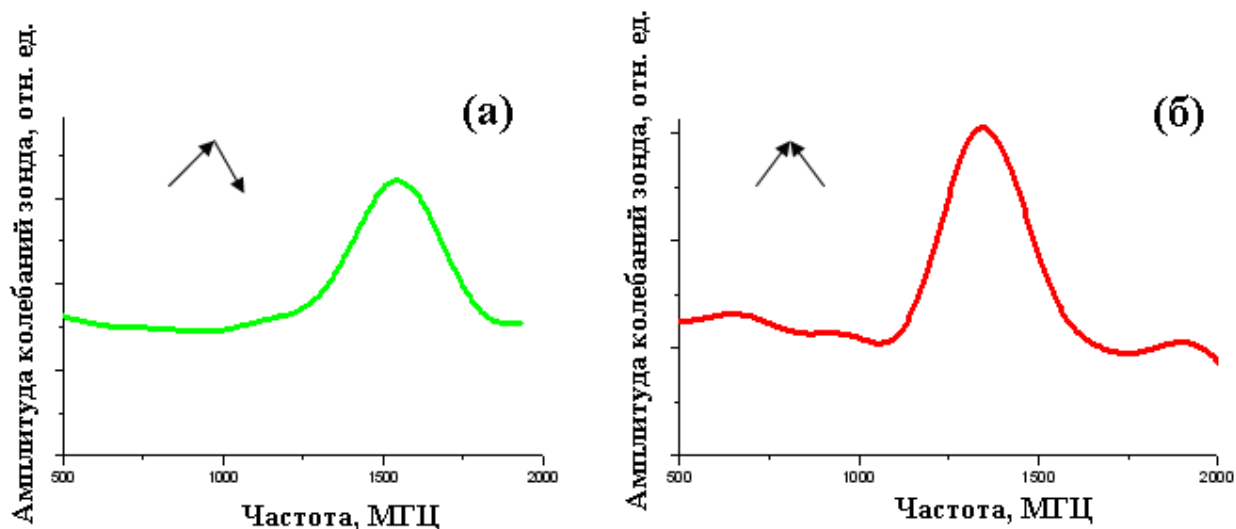


Рис. 4.8. (а) MPCM спектр резонанса доменной стенки для конфигурации Γ -X; (б) MPCM спектр резонанса доменной стенки для конфигурации Γ - Γ .

Таким образом, методом MPCM были изучены резонансные свойства микрополоски V-образной формы, содержащей доменную стенку. Показано, что низкочастотный резонанс на частоте 1.6 ГГц соответствует колебаниям намагниченности в области доменной стенки.

4.2 MPCM исследования гиротропной моды в ферромагнитном вихре

Магнитный вихрь является топологическим солитоном, т.е. таким распределением намагниченности, которое не может быть переведено в однородное состояние непрерывными деформациями [100, 101]. Наиболее просто магнитный вихрь может быть реализован в дисках микронных и субмикронных размеров, изготовленных из тонких ферромагнитных пленок [101 - 104]. Особое внимание привлекает низкочастотная мода, связанная с движением кора вихря вокруг его центра, которую можно возбуждать, в том числе, и спин-поляризованным током, что, в свою очередь, дает возможность использования данной моды в устройствах электроники (источники СВЧ излучения, элемент памяти и пр.) [105-110]. Для эффективного применения гиротропной моды необходимо иметь возможность управлять ее резонансной частотой. Резонансная частота гиротропной моды определяется геометрическими параметрами ферромагнитного диска, взаимной ориентацией кора вихря и внешнего магнитного

поля. Перестройку частоты можно осуществлять также за счет неоднородного магнитного поля, создаваемого, например, зондом магнитно-силового микроскопа.

В данном параграфе приведены теоретические и экспериментальные исследования влияния зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на динамику магнитного вихря в пермалловом диске.

Массив ферромагнитных дисков был изготовлен методом электронной литографии и ионного травления из пленки NiFe (рис. 4.9). Параметры дисков следующие: $R = 445$ нм, $d = 41$ нм, $M_{py} = 890$ кА/м. Данные значения получены методами рентгеновской рефлектометрии, растровой электронной микроскопии и МР-спектроскопии.

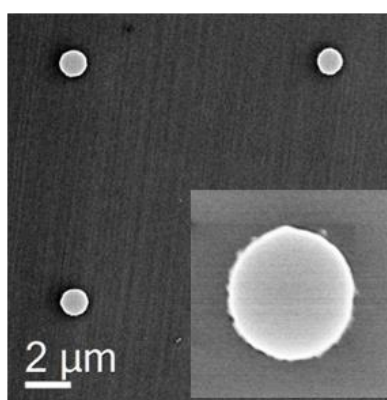


Рис. 4.9. Изображение диска NiFe в сканирующем электронном микроскопе.

Параметры зонда следующие: резонансная частота 6.28 КГц, жесткость зонда 0.003 Н/м. На один зонд приклеивалась частица CoSm диаметром 10 мкм, а на другой зонд осаждалась пленка кобальта толщиной 100 нм. Мощность СВЧ накачки $P = -2$ Дбм. Зонд располагался над центром диска.

Численное моделирование динамики намагниченности в диске с вихревым распределением намагниченности проводилось в пакете MuMax [112]. Наиболее простой моделью магнитного поля, создаваемого зондом МРСМ микроскопа можно считать поле однородно намагниченной сферической частицы. Для оценки дипольного магнитного момента пленки кобальта или частицы SmCo используется выражение $M_{probe}a^3$, где M_{probe} – намагниченность зонда и a – эффективный радиус магнитной сферы. Также были проведены аналитические оценки значения резонансной частоты в поле зонда МРСМ. Частота гиротропной моды в вихре определяется его геометрическими размерами и величиной намагниченности [104]:

$$2\pi f_0 = \frac{20}{9} \gamma \beta \frac{M_{Py} d}{R}, \quad (4.1)$$

где γ – гиромангнитное соотношение, M_{Py} – намагниченность пермаллоя, d и R – толщина и радиус диска, β – поправочный коэффициент, учитывающий «массу» магнитного вихря. При параметрах диска, указанных выше, поправочный множитель $\beta = 0,9$. В однородном внешнем поле, направленном перпендикулярно плоскости диска, частота изменяется пропорционально этому полю. В зависимости от ориентации кора вихря и направления поля, частота гиромоды увеличивается (для сонаправленных поля и кора) или уменьшается по закону [105-108]:

$$f_H = f(1 \pm \frac{H_z}{4\pi M_{Py}}), \quad (4.2)$$

Для обоих типов зондов, которыми мы исследовали образец, неоднородность z-компоненты поля мала и по величине и по масштабу, что позволяет аналитически учесть влияние поля зонда с помощью формулы (4.2), отбросив неоднородную дипольную часть поля зонда в плоскости. Для аналитических и численных расчетов использовались следующие параметры МРСМ зондов. Для зонда, на который напылена пленка кобальта: $M_{probe} = 1400$ кА/м, $a = 0.6$ мкм. Параметры МРСМ зонда с приклеенной частицей CoSm: $M_{probe} = 1400$ кА/м, $a = 4.0$ мкм.

В эксперименте зонд МРСМ выставлялся над центром диска и регистрировалась зависимость амплитуды вынужденных колебаний кантилевера от частоты накачки образца. Типичный МРСМ спектр низкочастотных колебаний вихря, представлен на рис. 4.10 (а). Резонанс на частоте 450 МГц обусловлен гиротропным движением кора вихря вокруг состояния равновесия (рис. 4. 10 (б)).

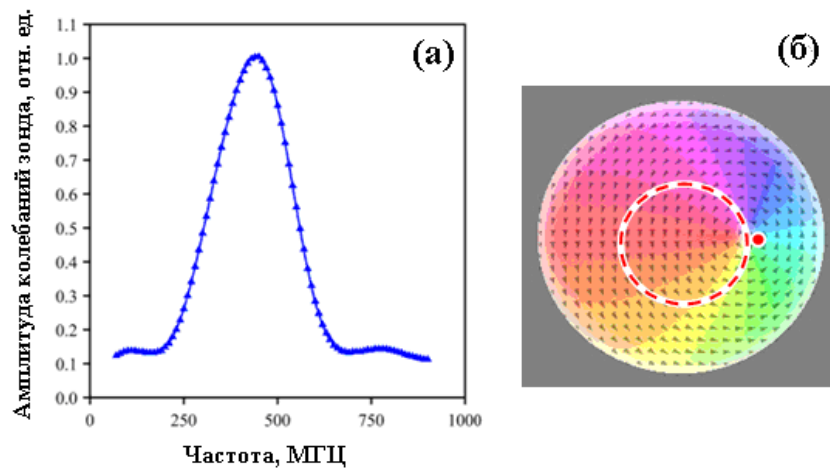


Рис. 4.10. (а) МРСМ спектр низкочастотных колебаний магнитного вихря. (б) Схематичное изображение гиротропной моды в магнитном вихре.

Нами исследовалась зависимость резонансной частоты гиротропной моды от среднего расстояния зонд-образец, которое контролировалось с помощью пьезосканера микроскопа.

На рис. 4.11 приведены экспериментальная, аналитическая и численно рассчитанная зависимости резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом при различных взаимных ориентациях магнитного момента зонда и намагниченности кора магнитного вихря для МРСМ зонда с “малым” магнитным моментом (с пленкой Co).

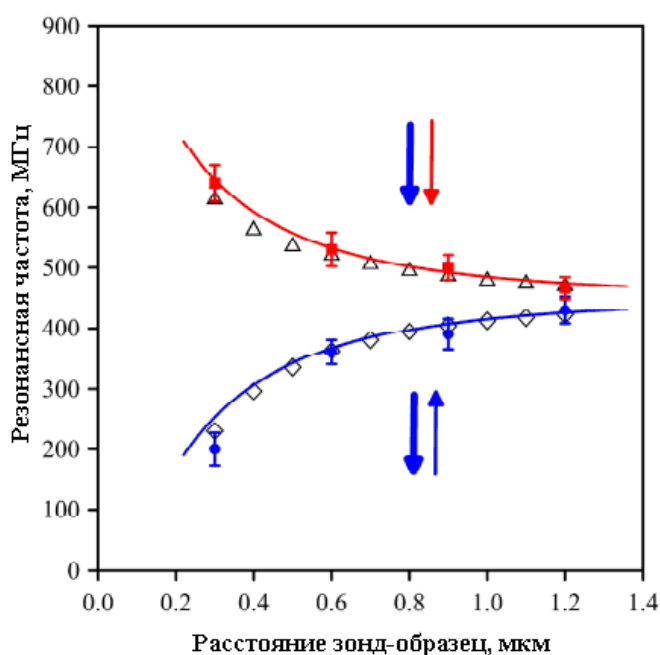


Рис. 4.11. Зависимость резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом для зонда с “малым” магнитным моментом. Красные квадраты соответствуют экспериментальным данным для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены. Синие кружочки соответствует экспериментальным данным для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря направлены в противоположные стороны. Результаты численного моделирования показаны белыми треугольниками и ромбами. Сплошной линией отмечены кривые, рассчитанные по формулам (4.1)-(4.2).

Из рис. 4.11 видно, что для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены, резонансная частота гиротропной

моды растет при уменьшении расстояния между зондом МРСМ и образцом. Для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря имеют противоположные направления, резонансная частота гиротропной моды уменьшается при уменьшении расстояния между зондом МРСМ и образцом. Таким образом, можно отметить, что модель сферического однородно намагниченного зонда, в рамках которой проводились аналитические и численные расчеты, находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

С практической точки зрения интерес представляет не только перестройка значения резонансной частоты гиротропной моды, но и перемагничивание кора вихря. Используя численное моделирование и простую теоретическую модель, получены условия перемагничивания кора вихря полями рассеяния зонда. На рис. 4.12 приведена зависимость расстояния между зондом и образцом, при котором происходит переключение кора, от магнитного момента зонда.

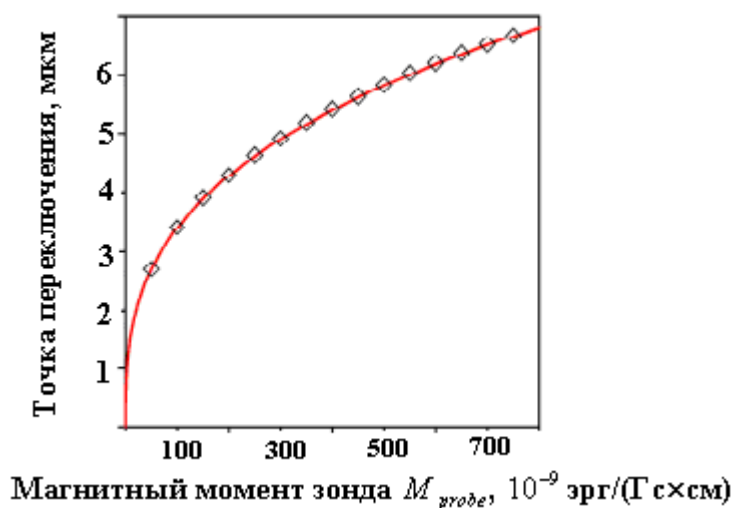


Рис. 4.12. Зависимость расстояния между зондом и образцом, при котором происходит переключение кора, от магнитного момента зонда. Аналитическая зависимость отмечена сплошной кривой, численно рассчитанная - ромбами.

Поле, действующее на кор со стороны МРСМ зонда:

$$H = \left(\frac{2M_{probe}}{R^3} \right) \tag{4.3}$$

Из (4.3) следует, что аналитическая зависимость расстояния между зондом и образцом, при котором происходит переключение кора, от магнитного момента зонда описывается следующей формулой (на рис. 4.12 сплошная кривая):

$$R = \left(\frac{2M_{probe}}{H_c} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.4)$$

$H_c = 50260e$ - поле переключения кора вихря.

На рис. 4.13 представлена зависимость расстояния между зондом и образцом, при котором происходит переключение кора, от радиуса магнитного зонда.

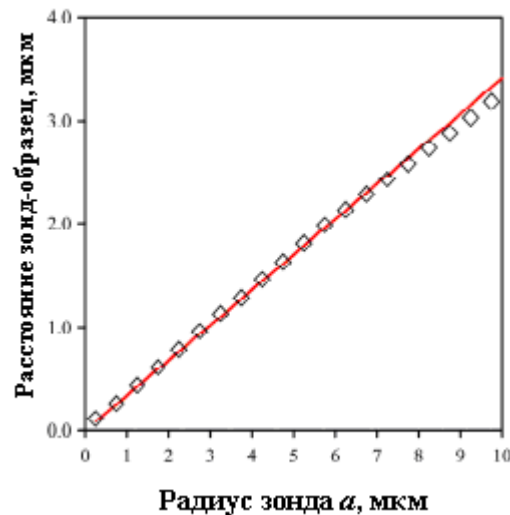


Рис. 4.13. Зависимость расстояния между зондом и образцом, при котором происходит переключение кора, от радиуса магнитного зонда. Аналитическая зависимость отмечена сплошной кривой, численно рассчитанная - ромбами.

Полагая, что $R = h + a$ из (4.2) следует аналитическая зависимость расстояния между зондом и образцом, при котором происходит переключение кора, от радиуса зонда (на рис. 4.13 сплошная кривая):

$$h = a \left(\left(\frac{8\pi M_{Co}}{3H_c} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right) \quad (4.5)$$

Использование зонда с маленьким магнитным моментом для переключения кора затруднительно, т.к. приходится близко подходить к поверхности образца, что может привести к залипанию зонда. На рис. 4.14 приведены экспериментальная, аналитическая и численно рассчитанная зависимости резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом при различных взаимных ориентациях магнитного момента зонда и намагниченности кора

магнитного вихря для зонда с “ большим ” магнитным моментом (с частицей CoSm).

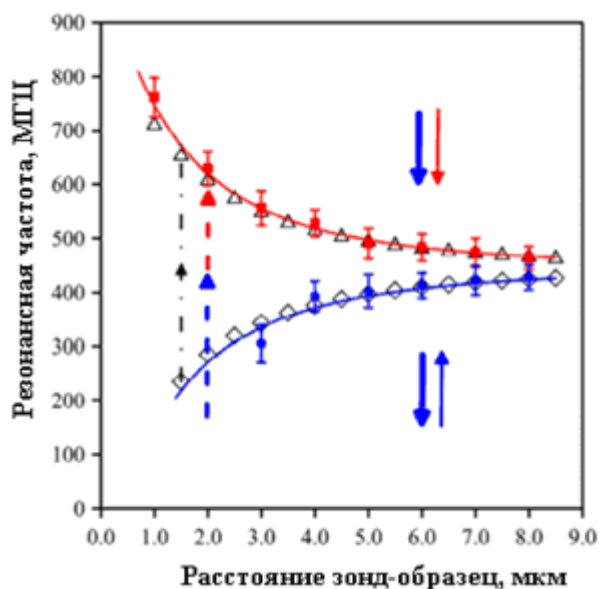


Рис. 4.14. Зависимость резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом для зонда для зонда с частицей CoSm. Красные квадраты соответствуют экспериментальным данным для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность коры вихря сонаправлены. Синие кружочки соответствует экспериментальным данным для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность коры вихря направлены в противоположные стороны. Результаты численного моделирования показаны белыми треугольниками и ромбами. Сплошной линией отмечены кривые, рассчитанные по формулам (4.1)-(4.2). Пунктирная линия со стрелкой показывает перемагничивание коры вихря в эксперименте, а штрих пунктирная линия со стрелкой - в моделировании.

Как и для зонда с “ малым ” магнитным моментом, наблюдается увеличение или уменьшение частоты гиротропной моды в зависимости от взаимной ориентации магнитного момента зонда и коры вихря. Однако при расстоянии между зондом и образцом менее 2.5 мкм значение резонансной частоты резко возрастает (на рис. 4.14 отмечено стрелкой), что объясняется перемагничиванием коры вихря. Перемагничивание наблюдается и в численном моделировании.

Таким образом, экспериментально продемонстрировано влияние зонда МРСМ на значение резонансной частоты гиротропной моды в магнитном вихре, в том числе, влияние величины магнитного момента на зависимость резонансной

частоты от расстояния между зондом и образцом. Зонд МРСМ с “большим” магнитным моментом способен перевернуть кор вихря и зафиксировать данное перемагничивание. Хорошее количественное согласие экспериментальных данных с аналитическими и численными расчетами демонстрирует адекватность модели зонда в виде однородно намагниченного шара, что может быть использовано для прогнозирования перестройки резонансной частоты гиротропной моды, а также для определения расстояния между зондом и образцом, при котором кор вихря перемагничивается.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработан и изготовлен магнитно-резонансный силовой микроскоп оригинальной конструкции, предназначенный для исследования ферромагнитного резонанса магнитных наноструктур в диапазоне частот 0.1 – 20 ГГц, во внешнем магнитном поле до 3500 Э. Развита комбинированная методика, включающая оптическую магнитометрию, магнитно-силовую микроскопию и магнитно-резонансную силовую спектроскопию, позволяющая определять параметр магнитной анизотропии, размеры магнитных доменов, величину обменного межслоевого взаимодействия и частоты ферромагнитного резонанса магнитных пленок. Эффективность данной методики апробирована при изучении доменной структуры и обменного взаимодействия в многослойных пленках Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией [A1, A2].
2. Впервые проведены экспериментальные и теоретические исследования МРСМ спектров микрополосок в зависимости от положения зонда над образцом. В случае, когда зонд расположен над центром микрополоски все резонансы проявляются в виде провалов. Когда зонд располагается над краем микрополоски, то часть резонансов проявляется в виде пиков, а часть в виде провалов. При расположении зонда на расстоянии трех микрон от края микрополоски все резонансы проявляются в виде пиков. Анализируя форму резонансов в МРСМ спектре для различных положений зонда, установлено, что высокополевые резонансы соответствуют краевым модам, а низкополевые - спин-волновым резонансам [A3, A4, A5, A6, A7].
3. Теоретически и экспериментально исследованы колебания намагниченности в планарной ферромагнитной микрополоске V-образной формы с углом при вершине 60°. Методами микромагнитного моделирования показано, что при намагничивании в плоскости образца перпендикулярно оси симметрии микрополоски в ней реализуется 60° доменная стенка, с которой связана локализованная мода спин – волнового резонанса на частоте в области 1.6 ГГц. Экспериментально для микрополоски из пермаллоя методами магнитно-резонансной силовой микроскопии зарегистрирован ферромагнитный резонанс на

частоте 1.6 ГГц и получено магнитно-резонансное изображение образца, подтверждающее локализацию данного резонанса в области изгиба микрополоски. [A8, A9].

4. Исследовано влияние поля зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на гиротропную моду резонансных колебаний магнитного вихря в ферромагнитном диске. Показано, что магнитное поле зонда приводит к смещению резонансной частоты гиротропной моды. Если магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены, то резонансная частота растет при уменьшении расстояния между зондом и образцом. Если магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря имеют противоположные направления, то резонансная частота уменьшается при уменьшении расстояния между зондом и образцом. Экспериментально зарегистрировано переключение полярности кора вихря полем зонда. Аналитические расчеты и численное моделирование показали, что модель зонда в виде однородно намагниченного шара находится в хорошем согласии с экспериментальными данными и может быть использована для прогноза величины смещения резонансной частоты гиротропной моды и высот, на которых происходит переключение кора вихря, для зондов с разными магнитными моментами [A10, A11].

Список литературы:

1. Das Sarma, S. Spintronics/ S. Das Sarma. // Am. Sci. — 2001.
2. “Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication”//edited by P.Rai-Choudhury, SPIE, Chapter 2, 1997.
3. Jersch, J. Mapping of localized spin-wave excitations by near-field brillouin light scattering// J. Jersch, V. E. Demidov, H. Fuchs, K. Rott, P. Krzysteczko, J. Munchenberger, G. Reiss, and S. O. Demokritov //Appl. Phys. Lett. – 2010. – V. 97 – P. 152502.
4. J. A. Sidles Noninductive detection of single-proton magnetic resonance/ J. A. Sidles// Appl. Phys. Lett. – 1991. – V. 58. – P. 2854.
5. Pigeau, B. Optimal control of vortex-core polarity by resonant microwave pulses / B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp // Nature Physics. – 2011. – V.7. – P. 26–31.

6. Pigeau, B. A frequency-controlled magnetic vortex memory/ B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin// *Appl. Phys. Lett.* - 2010. –V.96 – P. 132506.
7. Klein, O. Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples / O. Klein, G. de Loubens, V.V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A.N. Slavin, V.S. Tiberkevich, N. Vukadinovic // *Physical Review B.* – 2008. –V. 78. – P. 144410.
8. Sugimoto, S. Dynamics of coupled vortices in a pair of ferromagnetic disks/ S. Sugimoto, Y. Fukuma, S. Kasai, T. Kimura, A. Barman, and Y. C. Otani// *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — V. 106. — P. 197203.
9. Dussaux, A. Field dependence of spin-transfer-induced vortex dynamics in the nonlinear regime/ A. Dussaux, A. V. Khvalkovskiy, P. Bortolotti, J. Grollier, V. Cros, and A. Fert // *Phys. Rev. B.* – 2012. – V. 86. – P. 014402.
10. Ivanov, B. A. Excitation of Spin Dynamics by Spin-Polarized Current in Vortex State Magnetic Disks/ B. A. Ivanov and C. E. Zaspel // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — V. 99. —P. 247208.
11. Guslienko, K. Y. Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots / K. Y. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — V.96. — P. 067205.
12. Novosad, V. Magnetic vortex resonance in patterned ferromagnetic dots / V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader // *Phys. Rev. B.* - 2005. – V.72. – P. 024455.
13. Yamada, K. Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk/ K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, and T. Ono // *Nature Materials.* – 2007. – V. 6. – P. 269–273.
14. Baibich, M. N. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices/ M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — V.61. — P. 2472.
15. Binasch, G. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange/ G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn // *Phys. Rev. B.* — 1989. — V.39. — P. 4828.

16. Miyazaki, T. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction / T. Miyazaki and N. Tezuka // J. Magn. Magn. Mater. — 1995. — V.139. — P. L231.
17. Butler, W. H. Spin-dependent tunneling conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches/ W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren. // Phys. Rev.B. — 2001. — V.63. — P. 054416.
18. Allwood, D. A. Magnetic Domain-Wall Logic/ D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn// Science. — 2005. — V. 309. — P.1688.
19. Hermsdoerfer, S. J. A spin-wave frequency doubler by domain wall oscillation/ S. J.. Kim, and B. Hillebrands// Appl. Phys. Lett. — 2009. —V. 94. —P. 223510.
20. Han, D.-S. Magnetic domain-wall motion by propagating spin waves/ D.-S. Han, S.-K. Kim, J.-Y. Lee, S. J. Hermsdoerfer, H. Schultheiss, B. Leven, and B. Hillebrands// Appl. Phys. Lett. — 2009. —V. 94. —P. 112502.
21. Вонсовский, С.В. Магнетизм/ С.В. Вонсовский – Наука, Москва. – 1971.
22. Кринчик, Г.С. Физика магнитных явлений/ Г.С. Кринчик – Изд-во МГУ, Москва – 1985.
23. Боков, В.А. Физика магнетиков/ В.А. Боков- Невский диалект, С.- Петербург – 2002.
24. Mironov, V.L. Antivortex state in crosslike nanomagnets/ V.L.Mironov, O.L.Ermolaeva, S.A.Gusev, A.Yu.Klimov, V.V.Rogov, B.A.Gribkov, O.G.Udalov, A.A.Fraerman, R.Marsh, C.Checkley, R.Shaikhaidarov, and V.T.Petrashov // Physical Review B. — 2010. — V. 81. — P. 094436.
25. Моро, У. Микролитография/ У.Моро – Мир, Москва – 1990.
26. Vieu, C Electron Beam Lithography: Resolution Limits and Applications/ Vieu C., Carcenac F., Pépin A., Chen Y., Mejias M., Lebib A., Manin-Ferlazzo L., Couraud L. and Launois H. // Applied Surface Science – 2000. — V.164. — P. 111.
27. “Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication”//edited by P.Rai-Choudhury, SPIE, Chapter 2, 1997.
28. Blais, P.D. Edge acuity and resolution in positive type photoresist systems/ P.D.Blais //Solid-state Technol. — 1977. - V.20. — P.76-79.
29. Rao, A.M. Photoinduced polymerization of solid C₆₀ films/ A. M. Rao, P. Zhou, Kai-An Wang, G.T. Hager, J.M. Holden, Y. Wang, W. T. Lee, X. Bi, P.C. Ecklund, D.C. Cornett// Science. — 1993. — V. 259. — P. 955-957.

30. Zhao, Y. B. Electron stimulated polymerization of solid C_{60} // Y. B. Zhao, D. M. Poirier, R. J. Pechman, and J. H. Weaver // *Appl. Phys. Lett.* -1994. – V. 64. – P.577.
31. Tada, T. Nanolithography using fullerene films as an electron beam resist/ T. Tada, T. Kanayama// *Jpn.J.Appl.Phys.* – 1996. – V. 35. – L63-L65.
32. Sone, J. Nanofabrication Toward sub-10 nm and its applications to novel nanodevices/ J. Sone, J. Fujita, Y. Ochiai, S. Manako, S. Matsui, E. Nomura, T. Baba, H. Kawaura, T. Sakamoto, C. D. Chen, Y. Nakamura and J. S. Tsai. //*Nanotechnology.* – 1999. – V. 10. – P. 135–141.
33. Технология тонких пленок: справочник в 2-х томах/ под ред. Л.Майселла и Р.Глэнга. – М.: Советское радио, 1977.
34. Антоненко, С.В. Технология тонких пленок/ Антоненко С.В. – МИФИ, Москва. – 2008.
35. Шешин, Е.П. Вакуумные технологии/ Шешин Е.П. – Интеллект, Москва – 2009.
36. Галперин, В.А. Процессы плазменного травления в микро-и нанотехнологиях / В.А. Галперин, Е.В. Данилкин, А.И. Мочалов – “Лаборатория знаний”, Москва. – 2010.
37. Flamm, D.L. Basic chemistry and mechanism of plasma etching/ Flamm D.L.// *JVST(B)* – 1983. – V.1. – P.23-30.
38. Mogab, C.J. Anisotropic plasma etching of polysilicon/ Mogab C.J., Levinstein // *JVST(B)* – 1983. – V.17, – P.721-730.
39. Georges, B. Impact of the electrical connection of spin transfer nano-oscillators on their synchronization: an analytical study / B. Georges, J. Grollier, V. Cros & A. Fert // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V.92. – P. 232504.
40. Hoppensteadt, F. C. Oscillatory Neurocomputers with Dynamic Connectivity / F. C. Hoppensteadt & E. M. Izhikevich // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — V.82. —P. 2983.
41. Sattler, Klaus D. Handbook of Nanophysics: Functional Nanomaterial/ Klaus D. Sattler —CRC Press, 2010. — P. 38-1 —38-24.

42. Nagamine, L.C. Ferromagnetic resonance and magnetization studies in exchange-coupled NiFe/Cu/NiFe structures / Nagamine L.C., Geshev J., Menegotto T. et al. // JMMM. – 2005. – V. 288. – P. 205 – 213.
43. Heinrich, B. Spin Pumping at the Magnetic Insulator (YIG)/Normal Metal (Au) Interfaces/B. Heinrich, C. Burrowes, E. Montoya, B. Kardasz, E. Girt, YoungYeal Song, Yiyun Sun, and Mingzhong Wu//Phys. Rev. Lett. – 2011. – V.107. – P. 066604.
44. Lancaster, M.J. Thin-film ferroelectric microwave devices / M.J. Lancaster, J. Powell, A. Porch // Supercond. Sci. Technol. – 1998. – V. 11. – P. 1323.
45. Jesco, T. Interaction effects on microwave-assisted switching of Ni₈₀Fe₂₀ nanowires in densely packed arrays/ Jesco Topp, Detlef Heitmann, and Dirk Grundler// Phys. Rev. B. – 2009. -V. 80. - P.174421.
46. Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках/ А.Г. Гуревич — Наука, Москва. — 1973. — 591 с.
47. Ландау, Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел/ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Собрание трудов в 2 томах// под ред. Е.М. Лифшица — М. : Наука. — 1969. — Т.1 – 512с.
48. Melkov, G. A. Probing the energy barriers in nonuniform magnetization states of circular dots by broadband ferromagnetic resonance/ G. A. Melkov, Y. Kobljanskyj, V. Novosad, A. N. Slavin, and K. Y. Guslienko// Phys. Rev. B. – 2013. –V. 88. – P. 220407(R).
49. Belmeguenai, M. Temperature dependence of magnetic properties of La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃/SrTiO₃ thin films on silicon substrates/ M. Belmeguenai, S. Mercone, C. Adamo, L. Méchin, C. Fur, P. Monod, P. Moch, and D. G. Schlom//Phys. Rev. B. – 2010. – V.81. - P. 054410.
50. Kakazei, G. N. Probing dynamical magnetization pinning in circular dots as a function of the external magnetic field orientation/ G. R. Aranda, S. A. Bunyaev, V. O. Golub, E. V. Tartakovskaya, A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, and K. Y. Guslienko// Phys. Rev. B. – 2012. – V. 86. – P. 054419.
51. Castel, V. Perpendicular ferromagnetic resonance in soft cylindrical elements: Vortex and saturated states/ V. Castel, J. Ben Youssef, F. Boust, R. Weil, B. Pigeau, G. de

- Loubens, V. V. Naletov, O. Klein, and N. Vukadinovic// Phys. Rev. B. – 2012. – V. 85. – P. 184419.
52. Aliev, Farkhad G. Spin waves in circular soft magnetic dots at the crossover between vortex and single domain state/ Farkhad G. Aliev, Juan F. Sierra, Ahmad A. Awad, Gleb N. Kakazei, Dong-Soo Han, Sang-Koog Kim, Vitali Metlushko, Bojan Ilic, and Konstantin Y. Guslienko// Phys. Rev. B. – 2009. – V. 110. – P. 174433.
53. Shimon, G. Magnetic vortex dynamics in thickness-modulated Ni₈₀Fe₂₀ disks/ G. Shimon, A. O. Adeyeye, and C. A. Ross // Phys. Rev. B. -2013. –V. 87, - P. 214422.
54. Bali, R. High-symmetry magnonic modes in antidot lattices magnetized perpendicular to the lattice plane / R. Bali, M. Kostylev, D. Tripathy, A. O. Adeyeye, and S. Samarin // Phys. Rev. B. -2012. – V. 85. - P. 104414.
55. Ross, N. Effect of disorder studied with ferromagnetic resonance for arrays of tangentially magnetized submicron Permalloy disks fabricated by nanosphere lithography/ N. Ross, M. Kostylev, R. L. Stamps// J. Appl. Phys. – 2011. –V. 109. - P. 013906.
56. Chang, C.S. Metallic spintronic thin film as a hydrogen sensor/ C. S. Chang, M. Kostylev, and E. Ivanov//Appl. Phys. Lett. – 2013. – V. 102. - P. 142405.
57. Kalarickal, S. S. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods /S. S. Kalarickal, P. Krivosik, M. Z. Wu, C. E. Patton, M. L. Schneider, P. Kabos, T. J. Silva, and J. P. Nibarger//J. Appl. Phys. -2006. – V. 99. - P. 093909.
58. Counil, G. Spin wave contributions to the high-frequency magnetic response of thin films obtained with inductive methods / G. Counil, J. V. Kim, T. Devolder, C. Chappert, K. Shigeto, and Y. Otani // J. Appl. Phys. – 2004 – V. 95. – P. 5646.
59. Kostylev, M. Magnetization pinning in conducting films demonstrated using broadband ferromagnetic resonance/ M. Kostylev, A. A. Stashkevich, A. O. Adeyeye, C. Shakespeare, N. Kostylev, N. Ross, K. Kennewell, R. Magaraggia, Y. Roussigné, and R. L. Stamps// J. Appl. Phys. – 2010 - V. 108. - P. 103914.

60. Kostylev, M. Microwave magnetic dynamics in highly conducting magnetic nanostructures/ M. Kostylev, J. Ding, E. Ivanov, S. Samarin and A. O. Adeyeye// J. Appl. Phys.-2014-V. 115. - P. 173903
61. Ament, W.S. Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals/ W.S. Ament, G. T. Rado // Phys. Rev. — 1955. — V. 97. — P.1558.
62. Rado, G. T. Spin-Wave Resonance in a Ferromagnetic Metal / G. T. Rado, J. R. Weertman // J. Phys. Chem. Solids. —1959. —V. 11.—№ 3.— P. 315.
63. Соколов, В.М. Роль поверхностных волн в спин-волновом резонансе в пленках/ Соколов В.М., Тавгер В.И. // ФТТ. — 1968. — Т. 10. — С. 1793.
64. Хлебопрос, Р.Г. Левополяризованные спиновые колебания в спектре ферромагнетика/ Хлебопрос Р.Г., Михайловская Т.В. // ФТТ. — 1970. —Т. 12. — С. 2476.
65. Хлебопрос, Р.Г. Спиновые колебания в ферромагнитном слое/ Хлебопрос Р.Г., Михайловская Л. В. //Изв. АН СССР. Сер. физ. 1972. — Т. 36. — С. 1522.
66. Pushkarski, H. Quantum theory of spin-wave resonance in thin ferromagnetic films. Part. I. Spin waves in thin films / H. Pushkarski. // Acta Physica Polonica, Series B. — 1970. — V. 38. — P. 217 - 238.
67. Филиппов Б.Н. О колебаниях намагниченности в ферромагнитных пластинах // ФММ. — 1971. — Т. 32. — С. 911.
68. Wolfram, T. Dipole-exchange modes of a thin ferromagnetic film / T. Wolfram, R.E. Wames // Phys. Lett. — 1969. — V. 30. — P. 2. 112
69. Pushkarski, H. Spin wave resonance in hexagonal cobalt thin films / H. Pushkarski // Acta Physica Polon. - 1968. — V. 33. — P. 769.
70. Pushkarski, H. Surface mode and uniform mode in: spin-wave resonance / H. Pushkarski // Phys. Stat. Sol. — 1970. — V. 38. — P. 145.
71. Wames, R.E. Dipole - exchange spin waves in ferromagnetic films / R. E. Wames, T. Wolfram // J. Appl. Phys.— 1970.— V. 41. — P. 987- 993.

72. Kalinikos, B.A. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / Kalinikos B.A., Slavin A.N. // Journal of Physics C: Solid State Physics. - 1986. - V. 19(35). - P. 7013.
73. Вертц, Теория и практические приложения метода ЭПР/ Вертц Дж., Болтон Дж. – Мир, Москва. - 1975. - 550 с.
74. Черкасов, В.К. Методы ЭПР и ЯМР в органической и элементоорганической химии/ Черкасов В.К., Курский Ю.А., Кожанов К.А., Шавырин А.С., Бубнов М.П., Куропатов В.А.- Издательство ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород -2010.
75. Голубева, Н.С. Основы радиотехники сверхвысоких частот/ Голубева Н.С., Митрохин В.Н. - Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва - 2008.- 488 с.
76. J. A. Sidles Noninductive detection of single-proton magnetic resonance/ J. A. Sidles// Appl. Phys. Lett. -1991. – V. 58. - P. 2854–2856.
77. Klein, O. Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples/ O. Klein, G. de Loubens, V.V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A.N. Slavin, V.S. Tiberkevich, N. Vukadinovic// Physical Review B. – 2008. - V. 78. - P.144410.
78. Chia, H.-J. Two-dimensional spectroscopic imaging of individual ferromagnetic nanostripes/ H.-J. Chia, F.Guo, L.M. Belova, D. McMichael// Phys. Rev. B. -2012. –V. 86. - P. 184406.
79. Guo, F. Spectroscopy and Imaging of Edge Modes in Permalloy Nanodisks/ F.Guo, L.M. Belova, D. McMichael// Physical Review Letters. – 2013. – V. 110, - Pp. 017601.
80. Rugar, D. Force detection of nuclear magnetic resonance/ D. Rugar, O. Zuger, S. Hoen, C. S. Yannoni, H. M. Vieth, and R. D. Kendrick // Science. – 1994. – V. 264. - P. 1560.
81. Kalinikos, B.A. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / Kalinikos B.A., Slavin A.N. // Journal of Physics C: Solid State Physics. - 1986. - V. 19(35). - P. 7013.
82. Guslienکو, K.Yu. Spin-waves in cylindrical magnetic dot arrays with in-plane magnetization / Guslienکو K.Yu., Slavin A.N. // Journal of Applied Physics. - 2000. -V. 87. - P. 6337.

83. Guslienko, K.Yu. Dipolar localization of quantized spin-wave modes in thin rectangular magnetic elements / Guslienko K.Yu., Chantrell R.W., Slavin A.N. // *Physical Review B*. - 2003. - V. 68. - P. 024422.
84. Malkinski, L. Microwave absorption of patterned arrays of nanosized magnetic stripes with different aspect ratios / Malkinski L., Yu M., Vovk A.Y., Scherer D., Spinu L., Zhou W., Whittenburg S., Davis Z., Jung J.-S. // *Journal of Applied Physics*. – 2007. – V. 101. – P. 09J110.
85. Wismayer, M. P. Nonlinear behavior for the uniform mode and horizontal standing spin-wave modes in metallic ferromagnetic microstrips: Experiment and theory / Wismayer M. P., Southern B. W., Fan X. L., Gui Y. S., Camley R. E., Hu C.-M. // *Physical Review B*. - 2012. – V. 85. – P. 064411.
86. Jorzick, J. Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements / Jorzick J., Demokritov S. O., Bailleul M., Fermon C., Hillebrands B., Guslienko K., Slavin A., Berkov D., Gorn N. // *Physical Review Letters*. – 2002. – V. 88. – P. 047204.
87. Bryant, P. H. Magnetostatic-mode spectrum of rectangular ferromagnetic particles / Bryant P. H., Smyth J. F., Schultz S., Fredkin D. R. // *Physical Review B*. – 1993. – V. 47. – P. 11255.
88. Grigoryeva, N. Yu. Dipole-exchange spin wave spectrum in an anisotropic ferromagnetic waveguide with a rectangular cross section / Grigoryeva N. Yu., Popov D. A., Kalinikos B. A. // *Physics of Solid State*. – 2014. –V. 56(9). – P. 1806.
89. Bailleul, M. Micromagnetic Phase Transitions and Spin Wave Excitations in a Ferromagnetic Stripe / Bailleul M., Olligs D., Fermon C. // *Physical Review Letters*. – 2003. – V. 91. – P.137204.
90. McMichael, R. D. Edge saturation fields and dynamic edge modes in ideal and nonideal magnetic film edges / McMichael R. D., Maranville B. B. // *Physical Review B*. – 2006. – V. 74. – P. 024424.
91. Wen-Bing, C. Micromagnetic simulation on the dynamic susceptibility spectra of cobalt nanowires arrays: the effect of magnetostatic interaction / Wen-Bing C., Man-Gui H., Hao Z., Yu O., Long-Jiang D. // *Chinese Physics B*. – 2010. –V. 19(8). – P. 087502.
92. Bayer, C. Spin-wave excitations in finite rectangular elements of Ni₈₀Fe₂₀/ C. Bayer, J. Jorzick, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, R. Kouba, R. Bozinoski, A. N.

- Slavin, K. Y. Guslienko, D. V. Berkov, N. L. Gorn, M. P. Kostylev // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V. 72. – P. 064427.
93. Moore, G.M. A micromagnetic model for domain wall resonance in thin films/ Moore G.M., Stamps R.L., Street R. // *IEEE Trans. Magn.* - 1999. - V. 35. - P. 3790.
94. MaI'ginova, S.D. Static and high-frequency magnetic properties of stripe domain structure in a plate of finite sizes./ MaI'ginova S.D., Doroshenko R.A., Shul'ga N.V. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* - 2006. - V. 296. – Pp. 13-24.
95. Ding, J. Ni₈₀Fe₂₀/Ni binary nanomagnets for logic applications/ Ding J., Adeyeye A.O. // *Appl. Phys. Lett.* -2012. -V. 101. - P. 103117.
96. Yamaguchi, A. Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires/ A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo// *Phys. Rev. Lett.* – 2004. -.V. 92. – P. 077205.
97. Artman, J. O. Ferromagnetic resonance in periodic domain structures/ J. O. Artman, and S. H. Charap // *J Appl. Phys.* – 1978. - V. 49. – P.1587.
98. Acher, O. Microwave permeability of ferromagnetic thin films with stripe domain structure/ O. Acher, C. Boscher, B. Brule, and G. Perrin // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 81.- P. 4057.
99. Zhou, P. Evolution of microwave ferromagnetic resonance with magnetic domain structure in FeCoBSi antidot arrays/ P. Zhou, N. Zhang, T. Liu, J. Xie, L. Deng// *J. Magn. Magn. Mater.* – 2014. – V. 362. – P. 130.
100. Vukadinovic, N. Ferromagnetic resonance spectra in a weak stripe domain structure/ N. Vukadinovic, M. Labrune, J. Ben Youssef, A. Marty, J. C. Toussaint, and H. Le Gall // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 65. – P. 054403.
101. Shinjo, T. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy/ Shinjo T., Okuno T., Hassdorf R., Shigeto K., and Ono T.// *Science.* - 2000. – V. 289. – P. 930.
102. Kosevich, A. M. Magnetic solitons/ A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev // *Physics Reports.* – 1990. - V.117.
103. Novosad, V. Magnetic vortex resonance in patterned ferromagnetic dots / V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V. 72. – P. 024455.

104. Guslienko, K. Y. Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots/ K. Y. Guslienko and V. Novosad // J. Appl. Phys. -2004. - V. 96. – P.4451.
105. Kiselev, S. I. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman and D. C. Ralph // Nature. — 2003. — V.425. — P. 380.
106. Khvalkovskiy, A. V. Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations / A. V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux, K. A. Zvezdin // Phys. Rev. B. — 2009. — V.80. — P. 140401(R).
107. Slavin, A. N. Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators / A. N. Slavin & V. S. Tiberkevich // Phys. Rev. B. — 2006. — V.74. — P. 104401.
108. Kaka, S. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators / S. Kaka, M. Puffall, W. Rippard, T. Silva, S. Russek, and J. Katine.// Nature. — 2005. —V.437. — P. 389.
109. Rippard, W.H. Injection Locking and Phase Control of Spin Transfer Nano-oscillators/ W. H. Rippard, M. R. Puffall, S. Kaka, T. J. Silva, and S. E. Russek // Phys. Rev.Lett. – 2005. –V. 9. – P. 067203.
110. D. V. Berkov Synchronization of spin-torque-driven nano-oscillators for point contacts on a quasi-one-dimensional nanowire: Micromagnetic simulations // Phys. Rev. B. – 2013. – V. 87. – P. 014406.
111. Buhrman, R High-frequency spin-based devices for nanoscale signal processing/ R. Buhrman, D. Ralph, B. Rippard, T. Silva, S. Russek, S. Wolf, A. Lichtenberger, R. Ii, and B. Deaver // Technical Report. –2009. – V. 11. – P. 0189406.
112. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenbergh. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances – 2014. – V.4 – P. 107133.

Список публикаций по теме диссертационной работы

- A1.** Скороходов, Е. В. Магнитно-резонансный силовой микроскоп на базе зондового комплекса «Solver-HV»/ Е. В. Скороходов, М. В. Сапожников, А. Н. Резник, В. В. Поляков, В. А. Быков, А. П. Володин, В. Л. Миронов // Приборы и техника эксперимента - 2018. – т.5. – С.140-145.

A2. Skorokhodov, E.V. Magnetic resonance force spectroscopy of multilayer films Co/Pt with perpendicular magnetic anisotropy / Skorokhodov E.V., Sapozhnikov M.V., Ermolaeva O.L., Gusev N.S., Fraerman A.A., Mironov V.L.// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. - V. 518. – P. 167396.

A3. Skorokhodov, E.V. Ferromagnetic resonance in submicron permalloy stripes / Skorokhodov E.V., Gorev R.V., Yakubov R.R., Demidov E.S, Khivintsev Yu.V., Filimonov Yu.A., Mironov V.L. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2017. – P.118.

A4. Горев, Р.В. Моделирование ферромагнитного резонанса в микрополоске прямоугольной формы / Горев Р.В., Скороходов Е.В., Миронов В.Л. //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2016. - номер 3. - С.37.

A5. Скороходов, Е.В. Магнитно-резонансная силовая спектроскопия массива микрополосок пермаллоя / Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Миронов В.Л. // Письма в Журнал технической физики. - 2018. - Т. 44. № 5 (53). - С. 49.

A6. Skorokhodov, E.V. Manifestation of ferromagnetic resonance of permalloy microstrips in magnetic force spectroscopy measurements / Skorokhodov E.V., Gorev R.V., Sapozhnikov M.V., Mironov V.L.// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. - V. 491. – Pp. 165538.

A7. Горев, Р.В. Моделирование взаимодействия зонда магнитно-резонансного силового микроскопа с ферромагнитным образцом/ Горев Р.В., Скороходов Е.В., Миронов В.Л. //Журнал технической физики. – 2019. – Т.89. – С.1646.

A8. Горев, Р.В. Ферромагнитный резонанс во взаимодействующих магнитных микрополосках / Горев Р.В., Скороходов Е.В., Миронов В.Л. // Физика твердого тела. – 2016. – Т.58. – С. 2135.

A9. Volodin, A. Ferromagnetic resonance force microscopy of individual domain wall / Volodin A., Van Haesendonck C., Skorokhodov E. V., Gorev R. V., and Mironov V. L.// Applied Physics Letters. -2018. –V.113. -. P. 122407.

A10. Миронов, В.Л. Магнитно-резонансная силовая спектроскопия колебаний магнитного вихря/ В.Л. Миронов, Е.В. Скороходов, Д.А. Татарский, И.Ю. Пашенькин// Журнал технической физики. – 2020. - **90**(11). - С. 1821 – 1824.

A11. Tatarskiy, D.A. Impact of magnetic resonance force microscope probe on gyrotropic mode of magnetic vortex oscillations / Tatarskiy D.A., Mironov V.L., Skorokhodov E.V., Fraerman A.A. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – V.522. – P. 169152.