

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный  
исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения  
Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН)

Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской  
академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

На правах рукописи



Изотов Андрей Викторович

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ  
НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК  
ДЛЯ СВЧ-ПРИЛОЖЕНИЙ

1.3.12. Физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант:  
доктор технических наук, профессор  
Беляев Борис Афанасьевич

Красноярск 2023

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	6
ГЛАВА 1. СВЧ-МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ .....	14
1.1 Частотная зависимость магнитной проницаемости материалов .....	14
1.1.1 Ферромагнитный резонанс .....	15
1.1.2 Фундаментальные ограничения магнитной проницаемости материалов .....	19
1.1.3 Влияние скин-эффекта.....	20
1.2 Требования к магнитным материалам для их применения в СВЧ-диапазоне .....	21
1.3 Ферриты.....	23
1.4 Магнитомягкие аморфные и нанокристаллические сплавы .....	26
1.5 Выводы .....	32
ГЛАВА 2. МАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НА СВЧ .....	35
2.1 Экспериментальные установки .....	35
2.1.1 Сканирующий спектрометр ФМР.....	35
2.1.2 Широкополосный спектрометр ФМР.....	38
2.2 Методика определения параметров магнитной анизотропии тонких магнитных пленок на основе ФМР.....	40
2.2.1 Теоретическая модель .....	41
2.2.2 Алгоритм расчета системы нелинейных уравнений.....	42
2.2.3 Разложение планарной магнитной анизотропии по ортогональным функциям.....	44
2.2.4 Выбор целевой функции.....	49
2.3 Примеры экспериментальной реализации и использования методики определения магнитных параметров ТМП.....	50
2.3.1 Измерение параметров магнитной анизотропии и углов разориентации в эпитаксиальной тонкой пленке на вихриальной подложке .....	50
2.3.2 Измерение эффективных параметров планарной магнитной анизотропии в наклонно осажденных пленках .....	56
2.4 Выводы .....	62
ГЛАВА 3. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК.....	64
3.1 Микромагнитный расчет равновесного состояния ферромагнетика на основе метода множителей Лагранжа.....	65
3.1.1 Постановка задачи.....	67
3.1.2 Дискретная модель ферромагнетика .....	69
3.1.3 Определение равновесного состояния .....	72
3.1.4 Алгоритм расчета .....	73
3.1.5 Ускоряющие процедуры .....	75

3.1.6	Пример расчета петель гистерезиса для магнитомягких нанокристаллических материалов .....	79
3.2	Микромагнитный расчет нормальных магнитных мод колебаний намагниченности и спектра поглощения ферромагнетика .....	82
3.2.1	Линеаризация уравнения Ландау – Лифшица .....	84
3.2.2	Решение системы уравнений Ландау – Лифшица методом собственных значений и собственных векторов .....	85
3.2.3	Решение системы уравнений Ландау – Лифшица методом неопределенных коэффициентов .....	86
3.2.4	Пример численного моделирования динамики намагниченности в нанокристаллических тонких магнитных пленках .....	88
3.3	Программа микромагнитного моделирования «MultiLayers» .....	95
3.3.1	Архитектура программы .....	95
3.3.2	Компоненты Object и Problem .....	96
3.3.3	Компонент Solver .....	99
3.3.4	Компоненты Static Analyzer и Dynamic Analyzer .....	101
3.4	Выводы .....	103
<b>ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА КРИСТАЛЛИТОВ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК .....</b>		<b>107</b>
4.1	Численное исследование влияния размера кристаллитов на магнитную микроструктуру и высокочастотную восприимчивость нанокристаллических тонких пленок .....	108
4.1.1	Обоснование численной модели .....	110
4.1.2	Детали микромагнитного моделирования .....	112
4.1.3	Магнитная микроструктура нанокристаллических тонких пленок .....	113
4.1.4	Высокочастотная восприимчивость нанокристаллических тонких пленок .....	119
4.1.5	Особенности смещения и уширения линии ФМР .....	121
4.2	Эффект уширения и смещения линии ФМР в тонких нанокристаллических пермалловых пленках .....	127
4.2.1	Изготовление экспериментальных образцов .....	127
4.2.2	Методы исследования экспериментальных образцов .....	128
4.2.3	Кристаллическая и магнитная структура образцов .....	130
4.2.4	Результаты СВЧ-измерений и микромагнитного моделирования .....	134
4.2.5	Механизм уширения линии ФМР .....	142
4.3	Выводы .....	148
<b>ГЛАВА 5. ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НЕОДНОРОДНЫХ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ.....</b>		<b>151</b>
5.1	Исследование влияния двусных упругих напряжений на магнитную анизотропию тонких пленок .....	152
5.1.1	Расчет магнитной анизотропии тонкой пленки, индуцированной двусными упругими напряжениями .....	153

5.1.2 Особенности изготовления экспериментальных образцов .....	156
5.1.3 Расчет распределения дуосных упругих напряжений в плоскости тонкой магнитной пленки.....	158
5.1.4 Результаты измерений .....	160
5.1.5 Анализ полученных результатов .....	162
5.2 Однонаправленная магнитная анизотропия в нанокристаллической тонкой пермаллоевой пленке, индуцированная градиентом деформаций .....	164
5.2.1 Флексомагнитный эффект в магнитоупорядоченных средах.....	164
5.2.2 Феноменологическое описание флексомагнитного эффекта .....	166
5.2.3 Образец и методика измерений .....	167
5.2.4 Обсуждение результатов измерений .....	169
5.3 Выводы .....	173
<b>ГЛАВА 6. ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ТЕКСТУРЫ ПОДЛОЖЕК И НАКЛОННОГО ОСАЖДЕНИЯ АТОМОВ НА МАГНИТНУЮ АНИЗОТРОПИЮ И СВЧ-СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК .....</b>	<b>175</b>
6.1 Настройка СВЧ-свойств тонкой магнитной пленки с помощью периодически текстурированной подложки.....	176
6.1.1 Методика изготовления тонких пленок с периодически модулированной структурой.....	177
6.1.2 Экспериментальные методы исследования .....	179
6.1.3 Теоретическая модель магнитной пленки на периодически текстурированной подложке .....	180
6.1.4 Влияние параметров текстуры подложки на формирование магнитной анизотропии и эффективной намагниченности насыщения пленок .....	183
6.1.5 Влияние параметров текстуры подложки на статическую магнитную проницаемость и частоту естественного ФМР пленок.....	186
6.1.6 Влияние параметров текстуры подложки на эффективный параметр затухания колебаний намагниченности пленок .....	189
6.2 Микроструктурные и магнитные свойства наклонно осажденных тонких пленок .....	192
6.2.1 Экспериментальные методы изготовления и исследования пленок.....	193
6.2.2 Модель баллистического осаждения и программа для ее расчета.....	194
6.2.3 Расчет тензора размагничивающих факторов полученных моделированием наклонно осажденных пленок.....	196
6.2.4 Влияние угла осаждения на магнитную анизотропию пленок.....	197
6.3 Микроструктурные и магнитные свойства тонких пленок, наклонно осажденных на нанотекстурированные подложки .....	201
6.3.1 Детали численного моделирования .....	201
6.3.2 Микроструктура полученных моделированием тонких пленок.....	204
6.3.3 Влияние параметров наклонного осаждения и текстуры подложек на формирование магнитных свойств тонких пленок.....	207
6.4 Выводы .....	212

ГЛАВА 7. РАЗРАБОТКА И ОПТИМИЗАЦИЯ МАГНИТОМЕТРА СЛАБЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ МИКРОПОЛОСКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКОЙ.....	214
7.1 Введение .....	215
7.2 Магнитный микрополосковый преобразователь с нанокристаллической тонкой магнитной пленкой.....	216
7.3 Оптимизация параметров нанокристаллической тонкой пленки.....	223
7.3.1 Влияние магнитных неоднородностей на уровень магнитных шумов пленки .....	224
7.3.2 Влияние доменной страйп-структуры на параметры пленок .....	232
7.3.3 Использование многослойных тонкопленочных структур.....	240
7.4 Магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных полей.....	249
7.5 Выводы .....	252
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	255
ПРИЛОЖЕНИЕ А. СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	260
А.1 Статьи в рецензируемых научных журналах и изданиях из перечня ВАК.....	260
А.2 Патенты РФ .....	263
А.3 Свидетельства о регистрации в Роспатенте программ для ЭВМ .....	264
ПРИЛОЖЕНИЕ Б. РАЗЛОЖЕНИЕ ЭНЕРГИИ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ТОНКОЙ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ.....	266
Б.1 Энергия магнитной анизотропии тонкой монокристаллической пленки кубической сингонии .....	266
Б.1.1 Монокристалл с (001) – ориентацией .....	267
Б.1.2 Монокристалл с (011) – ориентацией .....	268
Б.1.3 Монокристалл с (111) – ориентацией .....	269
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ.....	270
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	271

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы исследования

Бурное развитие телекоммуникационных и информационных технологий кардинально преобразило нашу жизнь и привело к массовому проникновению во все сферы жизнедеятельности человека огромного числа электронных устройств, начиная с повсеместно используемых смартфонов и ноутбуков, заканчивая разнообразными «умными» фитнес-браслетами, колонками с голосовым помощником и т.д., для работы которых требуется выход в Интернет. В условиях стремительного роста объема обрабатываемой информации и трафика мобильных данных резко возрастает необходимость освоения более высоких частот сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона [1]. Для повышения рабочих частот устройств при современных требованиях к миниатюризации особо востребована их интеграция с электронными компонентами, содержащими магнитомягкие материалы с заданными высокочастотными свойствами (высокой магнитной проницаемостью и малыми потерями) в СВЧ-диапазоне [2, 3].

В последние десятилетия объектом повышенного интереса у исследователей являются магнитомягкие нанокристаллические материалы, обладающие набором уникальных для высокочастотных приложений характеристик. По сравнению с традиционно используемыми в СВЧ-технике ферритами [4], магнитомягкие нанокристаллические материалы, например сплавы на основе железа, такие как FeNi [5], FeCuNbSiB [6], FeNbCu [7] или FeZrB (Cu) [8], имеют намного более высокие значения намагниченности насыщения и магнитной проницаемости. Кроме того, нанокристаллические металлические сплавы проявляют более высокие значения электрического сопротивления и, как следствие, демонстрируют меньшие потери на вихревые токи, чем их монокристаллические аналоги [9].

Тонкие пленки и многослойные структуры из магнитомягких нанокристаллических материалов вызывают у разработчиков устройств особый интерес [10]. С одной стороны, тонкопленочные магнитные компоненты легко интегрировать в различные технические устройства, для изготовления которых применяются современные планарные технологии. Например, магнитомягкие тонкие пленки находят широкое применение в качестве магниточувствительных элементов в планарных конструкциях датчиков магнитных полей [11–14]. С другой стороны, использование нанокристаллических магнитных материалов

в форме тонких пленок или тонких слоев позволяет существенно повысить их магнитную проницаемость, а также значительно расширить частотный диапазон работы устройств на их основе [15, 16]. Соотношение Аше [16, 17], устанавливающее фундаментальное ограничение на величину магнитной проницаемости при заданном значении частоты ферромагнитного резонанса (ФМР), доказывает преимущество тонкопленочных магнитных материалов по сравнению с их объемными аналогами. К тому же тонкие пленки и многослойные структуры допускают большую гибкость в выборе химического состава сплава, а также технологии их синтеза [18].

Нанокристаллические тонкие магнитные пленки (ТМП) проявляют большое разнообразие уникальных новых свойств, связанных со структурными, размерными и интерфейсными эффектами. Их свойства сильно отличаются от свойств хорошо изученных объемных магнитных материалов. Поэтому изучение механизмов, отвечающих за формирование магнитных свойств нанокристаллических пленок, и создание на их основе магнитных компонентов электронных СВЧ-устройств являются важными и актуальными задачами современной физики магнитных явлений [18–20], на решение которых направлена диссертационная работа.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Целью работы является развитие фундаментальных знаний о природе магнитного состояния нанокристаллических тонких пленок и изучение возможностей создания на их основе магнитных компонентов электронных устройств с требуемыми для СВЧ-приложений характеристиками. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- разработка методики определения магнитных параметров нанокристаллических ТМП из измеренной угловой зависимости поля ФМР;
- развитие численных методов теории микромагнетизма и разработка на их основе программы для моделирования и исследования статических и высокочастотных свойств нанокристаллических ТМП;
- экспериментальное и теоретическое исследование влияния размера кристаллитов на статические и высокочастотные свойства нанокристаллических ТМП;
- экспериментальное и теоретическое исследование природы формирования магнитной анизотропии в ТМП под воздействием неоднородных упругих напряжений;

- изучение возможности контролируемого управления магнитной анизотропией и СВЧ-свойствами ТМП с применением периодически текстурированных подложек и наклонного осаждения атомов;
- приложение полученных результатов к решению практических задач в области высокочувствительной магнитометрии.

### **Научная новизна**

В процессе решения поставленных задач были получены новые результаты, представляющие интерес для широкого круга исследователей.

1. Разработана методика определения параметров теоретической модели анизотропной ТМП из измеренных угловых зависимостей поля ФМР. Впервые показано, что с помощью этой методики помимо параметров магнитной анизотропии и эффективной намагниченности насыщения можно одновременно определить полярный и азимутальный углы разориентации кристаллографической плоскости подложки эпитаксиальных пленок.
2. Разработана дискретная микромагнитная модель нанокристаллического ферромагнетика, которая позволила реализовать новые эффективные методы и алгоритмы расчета статических и высокочастотных свойств нанокристаллических ТМП.
3. Впервые с помощью микромагнитного моделирования был обнаружен, а затем экспериментально подтвержден эффект резкого уширения и смещения линии ФМР, возникающий на определенной частоте в нанокристаллических ТМП с размером кристаллитов, превышающим некоторое пороговое значение.
4. В нанокристаллической тонкой пермаллоевой пленке экспериментально обнаружено новое явление – однонаправленная магнитная анизотропия, индуцированная неоднородной деформацией. Показано, что эта однонаправленная анизотропия является следствием флексомагнитного эффекта, устанавливающего связь между изменением намагниченности пленки и величиной градиента деформации.
5. Предложен оригинальный метод создания с помощью алмазного резца параллельной периодической текстуры (с периодом до 5 мкм) на поверхности подложки, которая позволяет изготавливать ТМП с пространственной модуляцией профиля. На основе теории Нетзельмана впервые получены аналитические формулы для расчета планарного и ортогонального поля магнитной анизотропии изготовленных таким способом пленок.

6. Разработана новая конструкция датчика слабых квазистационарных и высокочастотных магнитных полей, построенная на основе микрополоскового резонатора с многослойной тонкопленочной структурой, состоящей из нанокристаллических тонких магнитных пленок, разделенных немагнитными прослойками.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

1. Предложен способ решения системы двух связанных нелинейных уравнений, определяющих условие равновесия намагниченности и условие ФМР однородно намагниченной в плоскости анизотропной магнитной пленки. На основе этого способа, а также заданного вида целевой функции оптимизационной задачи, разработана компьютерная программа для определения локальных магнитных параметров ТМП, которая вошла в состав программного обеспечения разработанного в ИФ СО РАН уникального сканирующего спектрометра ФМР.
2. Разработана и зарегистрирована в Роспатенте программа для ЭВМ «MultiLayers», предназначенная для моделирования и исследования магнитной микроструктуры, петель магнитного гистерезиса, а также высокочастотных свойств как однослойных, так и многослойных магнитных нано- и гетероструктур.
3. На основе результатов экспериментальных измерений, численного микромагнитного моделирования и анализа двухмагнитной модели рассеяния спиновых волн дано объяснение обнаруженного в нанокристаллических ТМП эффекта резкого уширения линии ФМР, а также получено выражение для порогового размера кристаллитов, выше которого возникает этот эффект.
4. Численным расчетом тензоров неоднородных упругих деформаций и напряжений упругоизотропной тонкой пленки на изогнутой упругоизотропной подложке установлено, что напряжения неоднородно распределены по площади пленки и носят двусосный характер. Получены аналитические выражения для определения параметров одноосной магнитной анизотропии, индуцированной двусосными упругими напряжениями.
5. Разработан метод текстурирования с помощью алмазного резца поверхности подложки, позволяющий изготавливать ТМП с периодически модулированным профилем и благодаря этому в широких пределах контролируемо управлять магнитной анизотропией, а также частотой и шириной линии естественного ФМР.

6. На основе проведенных исследований был разработан и защищен патентом России магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных полей, который в рамках комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства внедрен в производство на предприятии АО «НПП «Радиосвязь» (г. Красноярск).

### **Методология и методы исследования**

Для получения нанокристаллических ТМП и тонкопленочных структур использовались методы магнетронного и термического осаждения в вакууме. Исследования морфологии, кристаллической структуры и элементного состава полученных образцов проводились методами высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии, а также методами рентгеноспектрального анализа. Магнитные свойства образцов изучались методом ферромагнитного резонанса с помощью разработанных в ИФ СО РАН сканирующего и широкополосного спектрометров ФМР. Теоретические исследования проводились на основе микромагнитного моделирования тонкопленочных магнитных структур с использованием разработанной программы для ЭВМ «MultiLayers». Часть задач была решена аналитическими методами.

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

1. Система из двух связанных нелинейных уравнений, определяющих условие равновесия намагниченности и условие ФМР однородно намагниченной в плоскости анизотропной магнитной пленки, сводится к одному независимому и одному зависимому уравнениям, решение которых позволяет рассчитывать для заданной частоты СВЧ-возбуждения значения полей ФМР для любых параметров магнитной анизотропии. Эти уравнения совместно с предложенной целевой функцией оптимизационной задачи позволяют находить параметры теоретической модели, соответствующие экспериментальной угловой зависимости поля ФМР.

2. Разработанная микромагнитная модель нанокристаллического ферромагнетика позволяет использовать эффективные методы и алгоритмы линейной алгебры для расчета статических и динамических свойств нанокристаллических магнитных материалов. В частности, алгоритм решения системы линейных неоднородных уравнений с неопределенными множителями Лагранжа для определения устойчивого равновесного состояния ферромагнетика; метод собственных значений и собственных векторов, а также метод неопределенных коэффициентов при решении системы линеаризованных дифференци-

альных уравнений Ландау – Лифшица для расчета нормальных мод колебаний намагниченности и спектра СВЧ-поглощения ферромагнетика.

3. В нанокристаллических ТМП с размером кристаллитов выше порогового значения  $D_{cr}$  на частоте, определяемой параметрами пленки, возникает эффект резкого уширения и смещения линии ФМР. Природа эффекта обусловлена рассеянием спиновых волн на квазипериодической магнитной структуре «ряби» намагниченности, возникающей в тонкой пленке из-за случайной ориентации осей магнитной анизотропии отдельных кристаллитов. Величина  $D_{cr}$  в общем случае зависит от толщины, константы обмена  $A$  и намагниченности насыщения  $M_s$  пленки, но приближенно может быть оценена как  $D_{cr} \approx L_{ex}$ , где характеристический параметр  $L_{ex} = \sqrt{2A/M_s^2}$  определяется конкуренцией энергий обменного и магнитостатического взаимодействия.

4. Впервые обнаруженная в неоднородно деформированной нанокристаллической тонкой пермаллоевой ( $Ni_{71.5}Fe_{28.5}$ ) пленке однонаправленная магнитная анизотропия является проявлением флексомагнитного эффекта.

5. Разработанный метод текстурирования с помощью алмазного резца поверхности подложки позволяет изготавливать тонкие пленки с периодически модулированным профилем и благодаря этому в широких пределах контролируемо управлять их магнитной анизотропией, частотой и шириной линии естественного ФМР. Полученные на основе метода Нетцельмана аналитические формулы для компонент тензора размагничивающих факторов позволяют установить связь между параметрами текстуры и магнитной анизотропией таких пленок.

6. Использование в предложенной конструкции микрополоскового магнитометра слабых квазистационарных и высокочастотных магнитных полей многослойной тонкопленочной структуры, состоящей из нанокристаллических тонких магнитных пленок, разделенных немагнитными прослойками, позволяет существенно увеличить объем магниточувствительного материала без образования в нем доменной страйп-структуры и тем самымкратно повысить коэффициент преобразования и чувствительность разработанного устройства.

### **Личный вклад автора**

Все представленные в диссертации оригинальные результаты получены лично автором либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялись постановка

цели и задач, разработка теоретических моделей, а также аналитических и численных методов их расчета, проведение экспериментальных и теоретических исследований, анализ, интерпретация и обобщение полученных результатов. Предложена и реализована экспериментальная методика определения магнитных параметров тонких пленок, разработаны численные методы и программа микромагнитного моделирования статических и высокочастотных свойств магнитных нано- и гетероструктур, предложены методы расчета магнитной анизотропии наклонно осажденных тонких пленок, упруго-напряженных пленок, а также пленок, осажденных на периодически текстурированные подложки. Экспериментальные исследования проводилась совместно с соавторами. Основные результаты и положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные с соавторами работы.

### **Степень достоверности и апробация работы**

В работе выполнено корректное, достаточно полное теоретическое обоснование всех предлагаемых моделей, методов и алгоритмов расчета. Теоретические результаты и выводы носят ясный, непротиворечивый опубликованным работам характер. Экспериментальные исследования проведены с использованием современных и апробированных методик на высокоточных приборах и установках. Достоверность полученных в работе результатов подтверждается согласием теории и эксперимента, а также соответствием экспериментальным и теоретическим результатам, представленным в открытой печати другими исследователями.

Материалы диссертации опубликованы в 43 печатных работах в рецензируемых журналах из списка ВАК, среди которых IEEE Sensors Journal, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Physica Status Solidi – Rapid Research Letters, Journal of Alloys and Compounds, Physical Review B, Journal of Physics D: Applied Physics, Physica B: Condensed Matter, Journal of Physics Condensed Matter, Russian Physics Journal, Materials Research Express, Solid State Phenomena, Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics, «Письма в ЖЭТФ», «Письма в ЖТФ», «Физика твердого тела», «Приборы и техника эксперимента», «Заводская лаборатория. Диагностика материалов», «Вычислительные методы и программирование», «Успехи современной радиоэлектроники».

Основные результаты работы были представлены на следующих конференциях:

Международной конференции «Новые магнитные материалы микроэлектроники», Москва – 2000, 2002, 2006; Международной конференции «Новое в магнетизме и маг-

нитных материалах», Москва – 2009, 2018, Астрахань – 2012; Байкальской международной конференции «Магнитные материалы. Новые технологии», Иркутск – 2001, 2008, 2014, 2016; Международной конференции «Functional Materials» (ICFM-2001), Крым, Украина – 2001; Международной конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» Севастополь, Украина – 2004, 2007, 2009; Workshop «Trends in nanomechanics and nanoengineering», Красноярск – 2009; International Conference on Soft Magnetic Materials Conference, Турин, Италия – 2009, Остров Кос, Греция – 2011, Будапешт, Венгрия – 2013; Всероссийской конференции «Современные проблемы радиоэлектроники», Красноярск – 2010, 2011, 2013, 2015, 2016; Международной конференции «Актуальные проблемы радиофизики», Томск – 2010, 2012, 2013; International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON), Красноярск – 2013, Томск – 2019; Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism» (EASTMAG), Владивосток – 2013, Красноярск – 2016, Екатеринбург – 2019; Magnetic and Optics Research International Symposium (MORIS), Сайтама, Япония – 2013; European Conference on Magnetic Sensors and Actuators (EMSA), Вена, Австрия – 2014, Афины, Греция – 2018; The International Symposium on Hysteresis Modeling and Micromagnetics (НММ), Яссы, Румыния – 2015, Ираклион, Греция – 2019; The International Conference on Modern Development of Magnetic Resonance, Казань – 2015, 2016; Joint European Magnetic Symposia, Глазго, Великобритания – 2016, Майнц, Германия – 2018; Международная конференция «IEEE Sensors-2017», Глазго, Великобритания – 2017; Международной конференции «Magnetic Frontiers: Magnetic Sensors», Лиссабон, Португалия – 2019; Ural Symposium on Biomedical Engineering, Radioelectronics and Information Technology (USBREIT) Ekaterinburg, Russia – 2020.

### **Публикации**

По теме диссертации опубликованы 43 статьи в рецензируемых журналах из списка включенных ВАК РФ в Перечень ведущих рецензируемых научных изданий для публикации результатов диссертаций на соискание ученой степени доктора наук, получено 8 патентов РФ и 9 свидетельств государственной регистрации программ для ЭВМ в Роспатенте.

### **Объем и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, двух приложений и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 296 страниц и включает 91 рисунок, 12 таблиц и 346 библиографических ссылок.

## ГЛАВА 1. СВЧ-МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Магнитные материалы широко используются в СВЧ-технике в качестве компонентов высокочастотных устройств. Производительность таких устройств в основном зависит от параметров магнитных материалов, используемых при их изготовлении. Ключевыми характеристиками, определяющими свойства материала на СВЧ, являются динамическая магнитная проницаемость и величина магнитных потерь. В первой главе рассмотрена природа частотной дисперсии магнитной проницаемости в СВЧ-диапазоне и роль ферромагнитного резонанса в ее формировании. Проанализированы фундаментальные ограничения на параметры частотной дисперсии магнитной проницаемости материалов. Показано, что наиболее высокие значения СВЧ-магнитной проницаемости реализуются в тонких магнитных пленках, которые могут практически на два порядка превышать магнитную проницаемость их объемных аналогов. Также рассмотрено влияние электропроводящих свойств на высокочастотную магнитную проницаемость среды и роль скин-эффекта в ограничении частотного диапазона.

Далее в главе кратко сформулированы предъявляемые к магнитным СВЧ-материалам требования и выработаны основные критерии их оценки. Рассмотрены традиционно используемые в СВЧ-технике ферриты. Проанализированы достоинства и недостатки ферритов-шпинелей, гранатов и гексаферритов. Основное внимание в данной главе уделяется аморфным и нанокристаллическим сплавам как новым перспективным магнитным материалам СВЧ-электроники. Рассмотрена природа формирования превосходных магнитомягких свойств и высокой магнитной проницаемости таких материалов. Показано, что по совокупности ключевых параметров нанокристаллические сплавы являются одними из наиболее привлекательных материалов для СВЧ-приложений.

### 1.1 Частотная зависимость магнитной проницаемости материалов

В низкочастотном диапазоне вплоть до  $\sim 10^5$ – $10^6$  Гц поведение магнитных материалов, как правило, не зависит от частоты внешнего переменного магнитного поля и определяется только его величиной в каждый конкретный момент времени. На частотах, соответствующих коротковолновой и метровой части радиодиапазона, начинают сказываться колебания доменных стенок, а на СВЧ – колебания магнитных моментов как

внутри отдельных доменов, так и в полностью намагниченном до насыщения образце [21]. В СВЧ-диапазоне ферри- и ферромагнетики, как правило, используются в условиях возбуждения в них однородной прецессии магнитных моментов, что приводит к явлению ферромагнитного резонанса (ФМР). Это явление, которое изначально было предсказано Аркадьевым в 1912 г. [22], а затем в 1946 г. экспериментально обнаружено Гриффитсом [23], в значительной степени определяет высокочастотный отклик магнитных материалов. Неоднородные типы прецессии магнитных моментов – спиновые волны, предсказанные в 1930 г. Блохом [24], значительно обогащают частотный спектр магнитной проницаемости материалов и находят самое широкое применение в ряде новых спин-волновых СВЧ-устройств [25, 26].

Магнитная проницаемость материалов определяется не только внутренней динамикой магнитных моментов, но она также зависит от распределения внешнего высокочастотного магнитного поля в их объеме [27]. Изменяющиеся во времени магнитные поля индуцируют в электропроводящих ферромагнетиках вихревые токи. Эти токи, в свою очередь, являются источником внутреннего магнитного поля, которое экранирует внешнее, тем самым предотвращая его проникновение в проводник. Это явление, называемое скин-эффектом [28], оказывает сильное влияние на частотную дисперсию магнитной проницаемости проводящих материалов в СВЧ-диапазоне, и в ряде случаев это влияние может быть определяющим.

### 1.1.1 Ферромагнитный резонанс

При анализе процессов, связанных с динамикой намагниченности различных ферромагнитных материалов, обычно используется уравнение Ландау – Лифшица [29] (1.1a) и его модификация, предложенная Гильбертом [30] (1.1b):

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff}] - \gamma \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff}], \quad (1.1a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (1.1b)$$

где  $t$  – время,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение равное  $1.76 \times 10^7$  рад/с Э,  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности, а  $M_s = |\mathbf{M}|$  – намагниченность насыщения ферромагнитного образца. Входящее в эти уравнения эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}^{eff} = -\partial F / \partial \mathbf{M}$  учитывает наряду с

внешним полем  $\mathbf{H}$  эффективные поля, обусловленные различными магнитными вкладами в энергию  $F$  ферромагнетика. Безразмерный эффективный параметр затухания  $\alpha$  может изменяться от 0.001 для «идеальных» монокристаллов до 0.01 для тонких магнитных пленок (ТМП) или до 0.3 и более для поликристаллических ферритов. В уравнениях (1.1a) и (1.1b) первый член описывает прецессию вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  относительно направления эффективного магнитного поля  $\mathbf{H}^{eff}$ , а второй член описывает процессы диссипации, т. е. потери энергии. При малых параметрах диссипации выражения (1.1a) и (1.1b) эквивалентны, как показано в [31].

Для решения задачи определения переменной намагниченности ферромагнетика под воздействием высокочастотного поля помимо уравнения движения (1.1a) или (1.1b) необходимо также использовать уравнения электродинамики (уравнения Максвелла), а также учитывать граничные условия на поверхности образца. Простейшая из таких электродинамических граничных задач – задача об однородном ферромагнитном резонансе в малом эллипсоиде – была решена Киттелем в 1948 г. [32]. Он показал, что внутри малой (по сравнению с длиной электромагнитной волны) ферромагнитной частицы эллипсоидальной формы магнитное поле однородно, а магнитные моменты всех атомов параллельны. Если выбрать декартову систему координат вдоль главных осей эллипсоида, то под действием внешнего постоянного поля  $H$  в направлении оси  $x$  и переменного высокочастотного  $h_{rf}$  вдоль оси  $y$ , компоненты эффективного магнитного поля внутри образца будут равны

$$H_x^{eff} = H - N_x M_x, \quad H_y^{eff} = h_{rf} - N_y M_y, \quad H_z^{eff} = -N_z M_z, \quad (1.2)$$

где  $M_x, M_y, M_z$  – компоненты вектора намагниченности  $\mathbf{M}$ , а  $N_x, N_y, N_z$  – размагничивающие факторы эллипсоида [21].

Решение уравнения (1.1b) в приближении малых колебаний намагниченности эллипсоида на частоте  $\omega = 2\pi f$ , равной частоте внешнего высокочастотного магнитного поля  $h_{rf} \propto e^{i\omega t}$ , приводит к выражению для высокочастотной магнитной восприимчивости

$$\chi = \frac{M_y}{h_{rf}} \approx \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_M \omega_z}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\alpha\omega(\omega_z + \omega_y)}. \quad (1.3)$$

Здесь  $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$ ,  $\omega_y = \gamma[H + (N_y - N_x)M_s]$ ,  $\omega_z = \gamma[H + (N_z - N_x)M_s]$ , а частота ФМР определяется известной формулой Киттеля [32]

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\omega_y \omega_z} = \gamma \sqrt{[H + (N_y - N_x)M_s][H + (N_z - N_x)M_s]}. \quad (1.4)$$

Полученное Киттелем выражение для магнитной восприимчивости (1.3) и формула для частоты ФМР (1.4) широко используются на практике, поскольку позволяют определить восприимчивость и частоту ФМР для ряда важных предельных случаев, например [21]:

- сферического ферромагнетика с  $N_x = N_y = N_z = 4\pi/3$ ;
- касательно намагниченной пленки с  $N_x = N_y = 0$ ,  $N_z = 4\pi$ ;
- продольно намагниченного сильно вытянутого цилиндра с  $N_x = 0$ ,  $N_y = N_z = 2\pi$ .

Кроме того, использование метода эффективных размагничивающих факторов [21] позволяет с помощью формул (1.3) и (1.4) определить магнитную восприимчивость и частоту ФМР для произвольного анизотропного ферромагнетика. Например, в случае касательно намагниченной ТМП с одноосной магнитной анизотропией  $H_a$  частота ФМР

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{(H \pm H_a)(H \pm H_a + 4\pi M_s)}. \quad (1.5)$$

В последнем выражении знак плюс при  $H_a$  относится к случаю намагничивания внешним полем вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН), а знак минус – вдоль оси трудного намагничивания (ОТН).

Частотно-зависимая магнитная проницаемость выражается через восприимчивость как  $\mu = 1 + 4\pi\chi$  [21] и для эллипсоидальной ферромагнитной частицы имеет следующий вид

$$\mu(\omega) = \mu' - i\mu'' = 1 + \frac{\omega_M \omega_z}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\alpha\omega(\omega_z + \omega_y)}. \quad (1.6)$$

На рисунке 1.1 приведена типичная для большинства ферромагнитных материалов частотная зависимость комплексной магнитной проницаемости  $\mu = \mu' - i\mu''$ . Маркеры – результаты экспериментальных измерений (детали эксперимента приведены в главе 6), сплошные линии – теоретические зависимости, вычисленные с помощью выражения (1.6). Хотя выражение (1.6) изначально было получено для идеализированной модели

малого однородно намагниченного эллипсоида, оно достаточно хорошо описывает частотную зависимость  $\mu$  многих ферромагнитных материалов и потому часто используется на практике.

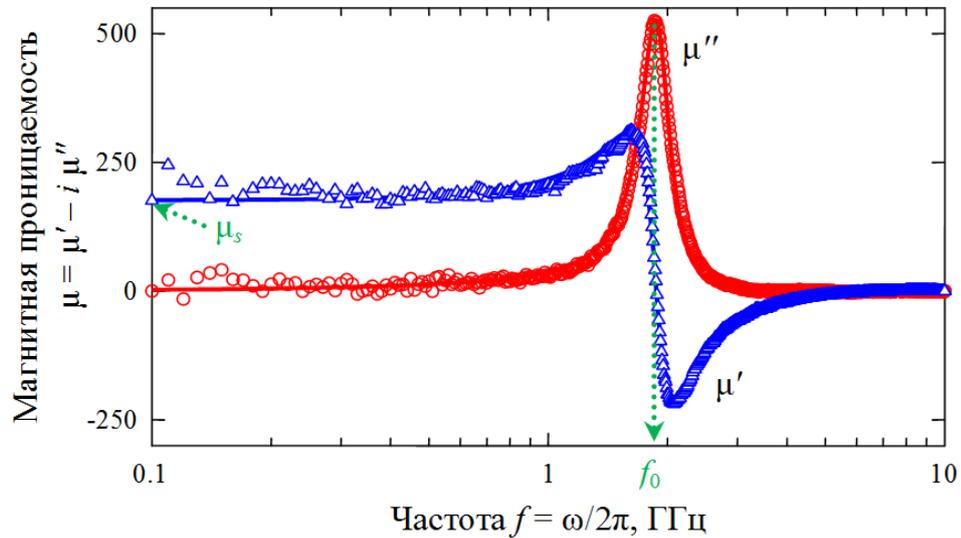


Рисунок 1.1 – Частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости  $\mu = \mu' - i\mu''$  при  $H = 0$  для нанокристаллической пленки  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  толщиной 110 нм, осажденной на текстурированную подложку с периодом 5 мкм (детали эксперимента приведены в главе 6). Маркеры – результаты измерений, линии – теоретические зависимости в соответствии с (1.6)

Действительная часть магнитной проницаемости  $\mu'$  характеризует динамические свойства материала, тогда как  $\mu''$  отвечает за магнитные потери в нем [28]. Как видно из рисунка 1.1, магнитная проницаемость  $\mu'$  в частотном диапазоне от нуля и примерно до  $f_0$  остается практически постоянной и равной статической магнитной проницаемости материала  $\mu_s = \mu'(f = 0)$ . В области ферромагнитного резонанса  $\mu'$  сначала возрастает, а потом в точке  $f = f_0$  резко падает ниже нуля, что становится неприемлемым для большинства технических применений. Поэтому для приближенной оценки высокочастотных характеристик ферромагнитных материалов удобно использовать количественные значения только двух параметров частотной дисперсии магнитной проницаемости:  $\mu_s$  и  $f_0$ . Частоту ФМР  $f_0$  можно рассматривать как верхнюю границу рабочего диапазона частот, в котором динамический магнитный отклик материала отличен от нуля и приближенно равен величине ее статической магнитной проницаемости  $\mu_s$  [15, 16].

### 1.1.2 Фундаментальные ограничения магнитной проницаемости материалов

Для большинства СВЧ-приложений необходимо, чтобы оба параметра частотной дисперсии магнитной проницаемости материалов  $\mu_s$  и  $f_0$  принимали как можно более высокие значения. Однако рост частоты ФМР  $f_0$  приводит к снижению статической магнитной проницаемости  $\mu_s$ , и наоборот. Если в качестве примера рассмотреть модель малого однородно намагниченного сферического ферромагнетика с  $N_x = N_y = N_z = 4\pi/3$ , то согласно (1.6)

$$(\mu_s - 1)f_0 = \gamma'4\pi M_s, \quad (1.7)$$

где  $\gamma' = \gamma/2\pi \approx 2.8$  МГц/Э. Соотношение (1.7) показывает, что одновременный рост и  $\mu_s$ , и  $f_0$  невозможен, поскольку их произведение всегда должно оставаться постоянным и равным величине, пропорциональной намагниченности насыщения ферромагнетика  $M_s$ .

В общем случае параметры  $\mu_s$  и  $f_0$  сложным образом зависят от химического состава и технологии изготовления магнитного материала, его микромагнитной и микрокристаллической структуры, а также от величины приложенного внешнего магнитного поля [15]. Однако для большинства объемных магнитных материалов  $\mu_s$  и  $f_0$  связаны друг с другом аналогичным выражению (1.7) соотношением

$$(\mu_s - 1)f_0 = \frac{2}{3}\gamma'4\pi M_s, \quad (1.8)$$

которое в литературе носит название закона Снука [15, 16]. Выражение (1.8) было получено Снуком для объемного поликристаллического материала, состоящего из однодоменных зерен сферической формы. Величину в правой части (1.8) принято называть [33] константой Снука:  $K_S = (2/3)\gamma'4\pi M_s$ . Важно, что константа Снука определяется только величиной намагниченности насыщения магнитного материала и не зависит от других его параметров. Для большинства ферритов константа Снука находится в диапазоне от 2 до 5 ГГц [33]. Ферромагнитные металлы и сплавы могут иметь более высокие значения  $K_S$  за счет более высокой намагниченности насыщения. Например, для железа с  $M_s = 1700$  Гс константа Снука  $K_S \approx 40$  ГГц.

Использование магнитных сред в форме тонких пленок или тонких слоев позволяет существенно повысить их магнитную проницаемость, а также верхнюю границу диапа-

зона рабочих частот устройств на их основе [15, 16]. Из-за сильно выраженной анизотропии формы тонкопленочных материалов вектор намагниченности в относительно небольших внешних полях лежит в их плоскости. Это приводит к отличному от (1.7) и (1.8) соотношению между статической магнитной проницаемостью и частотой ФМР

$$(\mu_s - 1)f_0^2 = (\gamma'4\pi M_s)^2, \quad (1.9)$$

часто называемому в научной литературе законом Аше [16, 17]. Последнее уравнение легко может быть получено непосредственно из выражения (1.6) для случая касательно намагниченной ферромагнитной пленки с  $N_x = N_y = 0$ ,  $N_z = 4\pi$ . Соотношение Аше (1.9) доказывает преимущество тонкопленочных магнитных материалов по сравнению с их объемными аналогами. Так, из уравнения (1.8) для объемных материалов следует, что  $\mu_s \sim M_s / f_0$ , в то время как согласно уравнению (1.9), для планарных магнитных структур магнитная проницаемость  $\mu_s \sim M_s^2 / f_0^2$ . В практически важных случаях, как правило,  $f_0 \ll \gamma'4\pi M_s$ , и уравнение (1.8) допускает гораздо меньшие значения статической магнитной проницаемости по сравнению с соотношением Аше. Так, например, для материалов на основе Fe с  $M_s = 1700$  Гс на частоте  $f_0 = 1$  ГГц соотношение (1.8) дает значение  $\mu_s \approx 40$ , тогда как (1.9) приводит к значению почти на два порядка более высокому  $\mu_s \approx 3600$ . Поэтому ТМП и планарные магнитные структуры являются наилучшим выбором для решения тех прикладных задач, где необходимы высокие значения высокочастотной магнитной проницаемости [15].

### 1.1.3 Влияние скин-эффекта

Тонкие ферромагнитные пленки обычно представляют собой материалы с высокой проводимостью, поэтому влияние скин-эффекта на высокочастотную магнитную проницаемость пленок может быть существенным [34]. Скин-эффект возникает из-за вихревых токов (токов Фуко), которые наводятся в проводящем материале падающей электромагнитной волной. Вихревые токи вызывают затухание этой волны по мере ее распространения вглубь проводника. Из-за конечной глубины распространения падающей волны высокочастотные свойства проводящей ТМП определяются эффективной магнитной проницаемостью  $\mu_{eff}$ , отличной от собственной магнитной проницаемости  $\mu$ . Соотношение между  $\mu_{eff}$  и  $\mu$  для тонкой пленки хорошо известно [35] и выражается как

$$\mu_{eff} = \mu \frac{\tanh[(1+i)d/2\delta]}{(1+i)d/2\delta}, \quad (1.10)$$

где  $d$  – толщина пленки, а  $\delta = \sqrt{2\rho/\mu\omega}$  определяет глубину скин-слоя пленки, электрическое сопротивление которой обозначено как  $\rho$ .

Влияние вихревых токов заключается в том, что пик магнитного поглощения может располагаться ниже частоты ферромагнитного резонанса. В толстых проводящих пленках, когда скин-эффект наиболее ярко выражен, спектр магнитного поглощения может формироваться исключительно за счет скин-эффекта, а вклад ферромагнитного резонанса пренебрежимо мал [27]. В этом случае пик поглощения находится примерно на частоте

$$f_{ed} = \frac{1}{\mu_s} \frac{4\rho}{\pi d^2}, \quad (1.11)$$

где глубина проникновения равна половине толщины пленки:  $d/2\delta = 1$ . При этом действительная часть магнитной проницаемости падает до  $2/3$  от своего первоначального значения, т. е. до  $\approx 2\mu_s/3$ . Это уменьшение частоты среза  $f_{ed}$  ограничивает возможности применения пленок в СВЧ-диапазоне. Поскольку скин-эффект не влияет на статическую проницаемость  $\mu_s$ , соотношение Аше (1.9) не выполняется из-за снижения граничной частоты  $f_{ed}$  ниже частоты ФМР  $f_0$  [34]. Как видно из (1.11), произведение  $\mu_s \cdot f_{ed}$  не зависит от магнитных параметров пленки, а определяется отношением  $\rho/d^2$ .

## 1.2 Требования к магнитным материалам для их применения в СВЧ-диапазоне

К магнитным материалам как компонентам современных СВЧ-устройств предъявляется ряд требований [36, 37].

1. Магнитные материалы должны обладать высокой намагниченностью насыщения  $M_s$ . Как следует непосредственно из уравнения (1.8) или (1.9), увеличение  $M_s$  приводит к росту магнитной проницаемости материалов в рабочем диапазоне частот.

2. Рабочий частотный диапазон, который, как было уже отмечено, определяется частотой ФМР  $f_0$  (1.4), можно контролировать внешним магнитным полем  $H$ . Однако использование дополнительной подмагничивающей системы приводит к увеличению размера и веса, а также к усложнению и удорожанию конечного магнитоэлектронного

СВЧ-устройства. Поэтому для формирования рабочего частотного диапазона необходимо обеспечить контролируемую одноосную магнитную анизотропию  $H_a$  магнитного материала. Так, например, для тонких одноосных пленок и  $H = 0$  верхняя граница рабочего диапазона определяется частотой естественного ФМР, которая в соответствии с (1.5) равна  $f_0 = (\gamma/2\pi)\sqrt{H_a(H_a + 4\pi M_s)}$ .

3. За исключением применения магнитных материалов в качестве поглотителей, для большинства приложений, как правило, требуются малые магнитные потери в рабочем частотном диапазоне. Для этого ширина линии ФМР  $\Delta f$  (при развертке по частоте) или  $\Delta H$  (при развертке по полю) должна быть узкой, так как она будет определять добротность устройства, созданного на основе такого магнитного материала. В реальных магнитных системах диссипация энергии и, как следствие, ширина линии ФМР связаны с процессами спин-решетчатой релаксации и неоднородной прецессией вектора намагниченности, т. е. возбуждением спиновых волн.

4. Магнитные материалы должны обладать высоким удельным электрическим сопротивлением  $\rho$ . Если вещество обладает высокой электропроводностью, при помещении его в быстропеременное электромагнитное поле в нем будут индуцироваться вихревые токи, приводящие к дополнительным магнитным потерям, снижению магнитной проницаемости среды (1.10) и ограничению рабочего частотного диапазона, определяемого частотой среза  $f_{ed}$  (1.11).

5. Предпочтительна низкая магнитострикция, т.к. в процессе изготовления, как правило, возникают неоднородные напряжения в материале, что приводит к неконтролируемому изменению магнитной анизотропии, снижению магнитной проницаемости, неоднородному распределению магнитных параметров и уширению линии ФМР.

6. Для снижения гистерезисных потерь и увеличения магнитной проницаемости материал должен, как правило, находиться в однородном однодоменном состоянии и иметь низкую коэрцитивную силу  $H_c$ . Магнитные материалы с малой величиной  $H_c$  относятся к классу магнитомягких материалов, магнитная проницаемость которых  $\mu_s \propto 1/H_c$  [9].

7. Чтобы соответствовать тенденциям развития СВЧ-электроники, связанным с интеграцией и миниатюризацией электронных компонентов, технология изготовления магнитных материалов должна быть совместима с современными интегральными технологиями. Так, например, максимальная температура обработки при использовании

полупроводниковой технологии интегральных схем КМОП (комплементарная структура металл-оксид-полупроводник) составляет  $\sim 450$  °С [36], что ограничивает применение магнитных материалов, для изготовления которых требуется более высокая температура.

Основные трудности, с которыми приходится сталкиваться при изготовлении СВЧ-магнитных материалов, заключаются в том, что улучшение одного магнитного параметра может привести к ухудшению другого. Так, например, для увеличения магнитной проницаемости и снижения потерь на вихревые токи требуется, чтобы такие параметры, как намагниченность насыщения и удельное электрическое сопротивление, были максимизированы. Однако в действительности эти параметры не могут быть настроены независимо из-за того, что они взаимосвязаны друг с другом через микроструктуру материала. Увеличение электросопротивления обычно достигается за счет снижения намагниченности насыщения путем увеличения доли немагнитных элементов в составе материала. Таким образом, необходимы определенные компромиссы при выборе или изготовлении магнитных материалов для устройств, работающих в СВЧ-диапазоне.

### 1.3 Ферриты

Традиционными магнитными материалами, используемыми в качестве активной среды для управления СВЧ-сигналом, являются ферриты. Интенсивное исследование ферритов началось в 40-х годах прошлого столетия, когда выяснилось, что они являются наиболее пригодными материалами для применения в микроволновом диапазоне длин волн [38]. Ферриты представляют собой магнитные оксиды железа и относятся к классу магнитодиэлектриков. Они обладают умеренной диэлектрической и относительно высокой магнитной проницаемостью, а также большим удельным сопротивлением ( $\rho = 10^7 - 10^{11}$  Ом·см), что выгодно отличает их от других СВЧ-магнитных материалов. Ферритовые элементы широко применяются в управляемых СВЧ-устройствах, таких как циркуляторы, фазовращатели и перестраиваемые фильтры. Устройства на основе ферритов всесторонне изучены и широко применяются в различных радиотехнических системах [4, 39]. Благодаря очень высокому удельному сопротивлению, гибкости в настройке магнитных свойств, простоте изготовления и низкой стоимости ферриты являются материалами номер один для СВЧ-приложений. Однако рабочий диапазон частот,

допустимая мощность и температурная стабильность ферритовых устройств нуждаются в улучшении.

Наиболее часто используемые СВЧ-ферриты – это шпинели. Шпинели можно использовать в диапазоне 3–30 ГГц [39]. Ферриты-шпинели представляют собой оксиды железа, имеющие кристаллическую структуру минерала  $MgAl_2O_4$ . Общая формула ферритов —  $MeFe_2O_4$ , где  $Me$  — двухвалентный металл (Mn, Fe, Co, Ni, Zn, Mg, Cu и Cd) или их комбинация. Большинство этих соединений являются ферромагнетиками. Магнитные и электрические параметры распространенных шпинелей приведены в таблице 1.1.

Одним из наиболее популярных шпинелей является смешанный феррит  $Mn_xMg_yFe_zO_4$ . Намагниченность насыщения  $4\pi M_s$  феррита  $MgMn$  может варьироваться от 1200 до 2800 Гс в зависимости от температуры спекания и скорости охлаждения. Ферриты  $MnMg$  обладают относительно низкой температурной стабильностью ( $dM/dT = 2.6 \times 10^{-3}$ ) и используются при малом уровне СВЧ-мощности в диапазоне 7–15 ГГц. Для мощных СВЧ-приложений предпочтительны ферриты  $NiFe_2O_4$  (таблица 1.1).

Литиевые ферриты являются наиболее часто используемыми СВЧ-шпинелями. Среди СВЧ-шпинелей литиевые показывают лучшие свойства (малые потери, относительно высокая температура Кюри  $T_C$ ), но их получение значительно сложнее, так как Li частично испаряется при обжиге. Например,  $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$  имеет намагниченность насыщения  $4\pi M_s = 3900$  Гс, температуру Кюри  $T_C = 670$  °С и относительно узкую ширину линии  $\Delta H = 14$  Э (на частоте 10 ГГц). Коэрцитивная сила  $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$  составляет  $H_c = 2.3$  Э, а статическая магнитная проницаемость  $\mu_s = 87$  [40]. Коммерческие микрополосковые циркуляторы (TransTech) для диапазона частот 6–18 ГГц изготавливаются на основе ферритов-шпинелей  $LiMnTi$ , обладающих хорошей термостойкостью [39].

Таблица 1.1 – Основные магнитные и электрические параметры шпинелей [4, 39, 41]

Состав	$4\pi M_s$ (Гс)	$T_C$ (°С)	$\rho$ (Ом·см)	$f_0$ (ГГц)
$MnFe_2O_4$	4800	304	$10^4$	3–30
$MgFe_2O_4$	1500	440	$10^6$	3–30
$NiFe_2O_4$	3000	587	$10^9$	3–30
$Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$	3900	670	$10^{-2}$	3–30

Ферримагнитные ферриты-гранаты имеют значительно меньшие магнитные потери, чем ферриты-шпинели, и поэтому именно им отдают предпочтение во многих СВЧ-приложениях. С момента своего открытия в 1956 году железиттриевый гранат  $Y_3Fe_5O_{12}$  (ЖИГ) остается лучшим СВЧ-материалом в диапазоне 1–10 ГГц [39]. Монокристалл ЖИГ обладает высокой структурной и химической стабильностью. Благодаря своему близкому к идеальному кристаллическому строению и отсутствию дефектов монокристалл железиттриевого граната имеет очень низкие СВЧ-потери, следствием чего является крайне узкая линия ферромагнитного резонанса ( $\Delta H = 0.6$  Э на частоте 10 ГГц) [42]. Вместе с тем намагниченность насыщения ЖИГ  $4\pi M_s = 1740$  Гс крайне мала (таблица 1.2).

В последнее время большое внимание уделяется гексагональным ферритам как СВЧ-материалам для диапазона 1–100 ГГц [39]. Для того чтобы использовать ферриты-шпинели или гранаты в миллиметровом диапазоне длин волн, необходимы внешние магнитные поля смещения свыше 20 кЭ. Использование ферритов с большой величиной магнитной анизотропии и, как следствие, высокой частотой естественного ФМР позволяет отказаться от дополнительной подмагничивающей системы в конечном СВЧ-устройстве. Ферримагнитные оксиды, имеющие кристаллическую структуру, подобную минералу магнетопломбиту, называются гексаферритами. Гексаферриты обычно представляют собой магнитожесткие материалы с высокой коэрцитивной силой и большой величиной магнитной анизотропии. Гексаферриты имеют внутреннее поле магнитной анизотропии до 35 кЭ, намагниченность насыщения  $4\pi M_s$  до 5 кГс и высокую температуру Кюри около 500 °С. Так, например, широко распространенный гексаферрит бария  $BaFe_{12}O_{19}$  М-типа (таблица 1.2) благодаря особенностям своей кристаллической структуры, обладает очень высоким полем анизотропии  $H_a = 17$  кЭ, смещающем частоту естественного ферромагнитного резонанса до 36 ГГц [4]. Гексаферриты являются хорошими диэлектриками с очень низкими диэлектрическими потерями и высокой температурной стабильностью. Из-за высокой кристаллографической анизотропии, связанной с сильным спин-орбитальным взаимодействием, ширина линии ФМР и константа затухания  $\alpha$  намного больше, чем у ЖИГ.

Таблица 1.2 – Основные магнитные и электрические параметры железиттриевого граната и гексаферрита бария М-типа [4, 39, 41]

Состав	$4\pi M_s$ (Гс)	$H_a$ (Э)	$T_C$ (°С)	$H_c$ (Э)	$\rho$ (Ом·см)	$f_0$ (ГГц)
$Y_3Fe_5O_{12}$	1740	40	285	<10	$10^{10}$	1–10
$BaFe_{12}O_{19}$	4770	17000	450	3000	$10^6$	1–100

Привлекательность ферритов обусловлена, прежде всего, их высоким удельным электрическим сопротивлением, которое позволяет снизить потери на вихревые токи. Это является одной из основных причин широкого распространения ферритов в СВЧ-технике в качестве компонентов высокочастотных устройств. Однако магнитные свойства ферритов значительно уступают свойствам ферромагнитных металлов и сплавов. Намагниченность насыщения и магнитная проницаемость ферритов в 5–10 раз меньше, чем у ферромагнетиков. Из-за ферромагнитной природы намагниченности большинство перспективных для СВЧ-ферритов имеют сравнительно низкую температуру Кюри и, как следствие, низкую температурную стабильность [43].

Следует также отметить, что при изготовлении ферритов требуются достаточно высокие температуры, порядка 800 °С [44]. Такая высокая температура является неустраняемым препятствием для достижения одной из главных целей исследователей в области разработки интегральной СВЧ-электроники – интеграции магнитных сред с полупроводниковыми устройствами. В случае ферритов для такой интеграции требуется осаждение и рост ферритовой пленки на полупроводниковой подложке. Однако выяснилось, что при высоких температурах осаждения очень трудно добиться ориентационного роста ферритов. Кроме того, во время осаждения на поверхности подложки формируются окислы, которые препятствуют эпитаксиальному росту ферритовых слоев.

#### 1.4 Магнитомягкие аморфные и нанокристаллические сплавы

В последние десятилетия все большее внимание уделяется разработкам в области создания и применения нанокристаллических и аморфных сплавов, интерес к которым связан с кардинальной перестройкой практически всех их физических свойств в результате уменьшения размера структурных элементов (кристаллитов, частиц, зерен) ниже некоторого порогового значения. Уменьшение размера кристаллитов в магнитных нанокристаллических и аморфных сплавах приводит среди прочего и к формированию у

них новых уникальных магнитных характеристик, многообещающих с точки зрения применения таких материалов в качестве компонентов СВЧ-устройств [19, 45].

Так, в магнитомягких нанокристаллических и аморфных материалах за счет уменьшения размера структурных элементов удается значительно подавить магнитокристаллическую анизотропию, что, в свою очередь, приводит к существенному снижению коэрцитивной силы и увеличению магнитной проницаемости среды [46–49]. На рисунке 1.2 в качестве примера представлены экспериментальные данные из работы [9], отражающие влияние размера (диаметра)  $D_0$  кристаллитов (структурной корреляционной длины) на величину коэрцитивной силы  $H_c$  для различных аморфных, нано- и поликристаллических металлических сплавов. На данном рисунке зависимость  $H_c(D_0)$  построена в широком диапазоне значений  $D_0$ , начиная от атомных расстояний в аморфных материалах до макроскопических размеров кристаллитов (зерен) в массивных поликристаллах. Как видно из рисунка, уменьшение  $D_0$  в диапазоне от 1 мм примерно до 100 нм сопровождается ростом коэрцитивной силы как  $1/D_0$ , что обусловлено увеличением плотности дефектов (объемной доли межзеренных границ). Если размер кристаллитов становится меньше радиуса обменных корреляций (порядка 100 нм), то происходит резкое снижение коэрцитивной силы, пропорциональное шестой степени  $D_0$ .

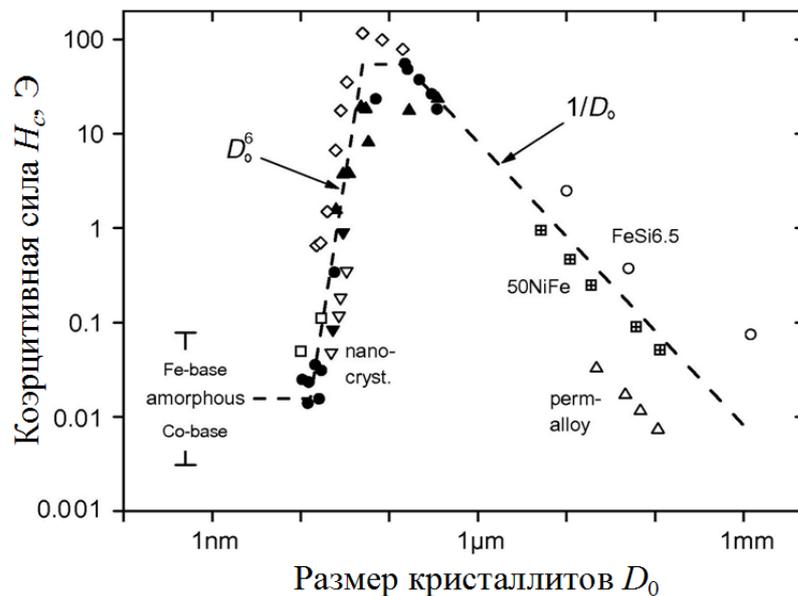


Рисунок 1.2 – Зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  от размера кристаллитов  $D_0$  для различных магнитомягких металлических сплавов [9]

Для объяснения свойств магнитомягких аморфных и нанокристаллических сплавов Альбеном [47] была предложена модель случайной анизотропии, которая получила дальнейшее развитие в работах Герцера [48]. Согласно этой модели (рисунок 1.3), магнитные свойства ансамбля малоразмерных кристаллитов зависят от соотношения энергии локальной магнитной анизотропии и ферромагнитной обменной энергии [50]. В крупнозернистых образцах с магнитокристаллической анизотропией  $K_1$  вектор намагниченности ориентируется вдоль ОЛН кристаллитов. С уменьшением размеров кристаллитов относительный вклад обменного взаимодействия становится выше, возникает корреляция направлений магнитных моментов и, в конечном счете, все они ориентируются параллельно друг другу. Граничный размер наночастицы, при котором магнитные моменты соседних кристаллитов начинают выстраиваться параллельно, определяется расстоянием действия обменных сил, называемым обменной длиной  $L_0$

$$L_0 = \varphi_0 \sqrt{A/K_1}, \quad (1.12)$$

где  $A$  – константа обменного взаимодействия, а множитель порядка единицы  $\varphi_0$  определяется симметрией магнитной анизотропии и углом отклонения спинов в пределах  $L_0$ . Значения обменной длины для сплавов на основе кобальта –  $L_0 \approx 5\text{--}10$  нм, а для сплавов на основе железа –  $L_0 \approx 20\text{--}40$  нм.

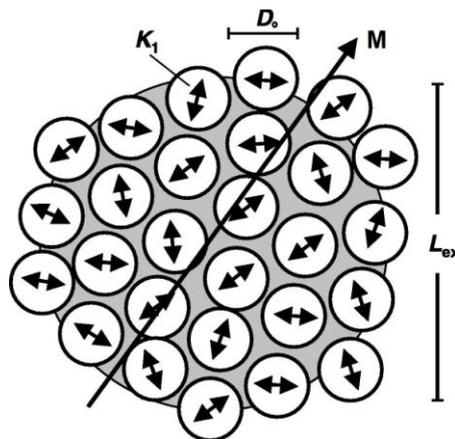


Рисунок 1.3 – Схематическое изображение модели случайной анизотропии для кристаллитов размером  $D_0$ , внедренных в аморфную ферромагнитную матрицу. Двойные стрелки указывают на случайно ориентированные ОЛН, заштрихованная область представляет собой ферромагнитный корреляционный объем, в пределах которого ориентация намагниченности  $\mathbf{M}$  постоянна [9]

Когда размер  $D_0$  меньше обменной длины  $L_0$ , эффективная константа магнитной анизотропии  $\langle K \rangle$ , предопределяющая магнитомягкие свойства среды, формируется усреднением по  $N$  случайно ориентированным кристаллитам в пределах связанной обменным взаимодействием области:

$$\langle K \rangle = K_1 / \sqrt{N}. \quad (1.13)$$

Важным аспектом в модели случайной анизотропии [50] является то, что усреднение энергии магнитной анизотропии при  $D_0 < L_0$  приводит также к расширению эффективного радиуса обменной корреляции или эффективной длины обмена  $L_{ex}$  (рисунок 1.3), которая определяется как

$$L_{ex} = \varphi_0 \sqrt{A / \langle K \rangle}. \quad (1.14)$$

Число зерен в обменно-связанной области для магнитной среды составляет  $N = (L_{ex}/D_0)^m$ , где степень  $m = 1, 2, 3$  определяет размерность среды. В этом случае совместное решение уравнений (1.13) и (1.14) приводит к следующим выражениям для эффективной длины обмена и анизотропии [51]

$$L_{ex} = L_0 \left[ \frac{L_0}{D_0} \right]^{\frac{m}{4-m}}, \quad \langle K \rangle = K_1 \left[ \frac{D_0}{L_0} \right]^{\frac{2m}{4-m}}. \quad (1.15)$$

Из полученных выражений видно, что размер кристаллитов существенным образом влияет на эффективную анизотропию. Так, для магнитных материалов с  $m = 3$ , т. е. для объемных массивных образцов, эффективная анизотропия возрастает пропорционально шестой степени размера кристаллитов  $\langle K \rangle \propto D_0^6$ . Для двумерных тонких пленок ( $m = 2$ ) эта зависимость уже имеет вид  $\langle K \rangle \propto D_0^2$ . В случае нанопроволок усреднение будет происходить только в одном направлении ( $m = 1$ ), и зависимость эффективной анизотропии от  $D_0$  будет иметь вид  $\langle K \rangle \propto D_0^{2/3}$ . Столь сильное влияние структурного параметра  $D_0$  на эффективную магнитную анизотропию (1.15) также проявляется и на других магнитных свойствах аморфных и нанокристаллических материалов. В частности, установлено, что снижение анизотропии ферромагнетика сопровождается увеличением магнитной проницаемости  $\mu_s \propto 1/\langle K \rangle$  и уменьшением коэрцитивной силы  $H_c \propto \langle K \rangle$  [9].

Существует большое число экспериментальных свидетельств, подтверждающих такие закономерности (рисунок 1.4).

Аморфные и нанокристаллические сплавы обладают уникальным сочетанием высокой магнитной проницаемости  $\mu_s$  и намагниченности насыщения  $4\pi M_s$ , которые значительно превосходят параметры ферритов (рисунок 1.5). Для аморфных сплавов самое высокое значение магнитной проницаемости  $\mu_s > 10^5$  может быть получено только в сплавах на основе кобальта с  $4\pi M_s < 6$  кГс с низкой температурой Кюри  $T_C < 250$  °С [52]. В то же время для аморфных сплавов характерно существенное снижение магнитной проницаемости с ростом намагниченности насыщения.

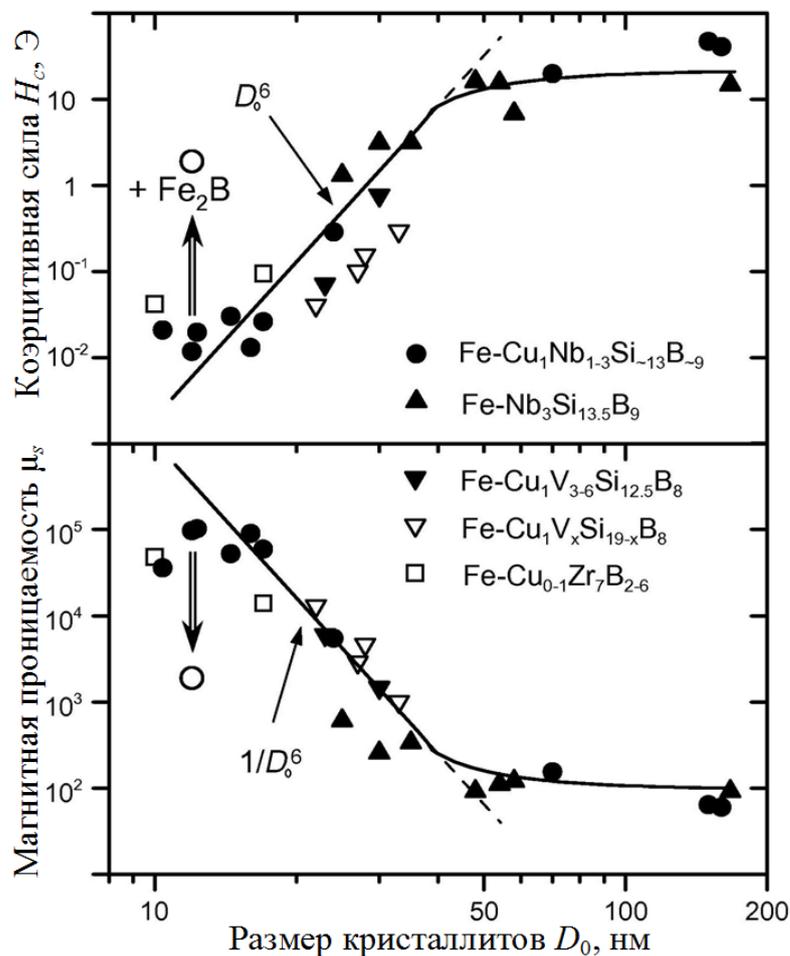


Рисунок 1.4 – Зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  и статической магнитной проницаемости  $\mu_s$  сплавов в зависимости от среднего размера кристаллитов  $D_0$  [9]

Нанокристаллические сплавы на общем фоне среди представленных на рисунке 1.5 различных магнитомягких материалов выделяются большой величиной намагниченности насыщения и одновременно высокой начальной магнитной проницаемостью. Для при-

ложений, работающих в СВЧ-диапазоне, это означает, что согласно (1.8) или (1.9) частота ферромагнитного резонанса будет увеличена при сохранении достаточно высокой магнитной проницаемости в рабочем диапазоне частот, а это, в свою очередь, позволит создавать устройства на более высоких частотах при минимальных потерях энергии.

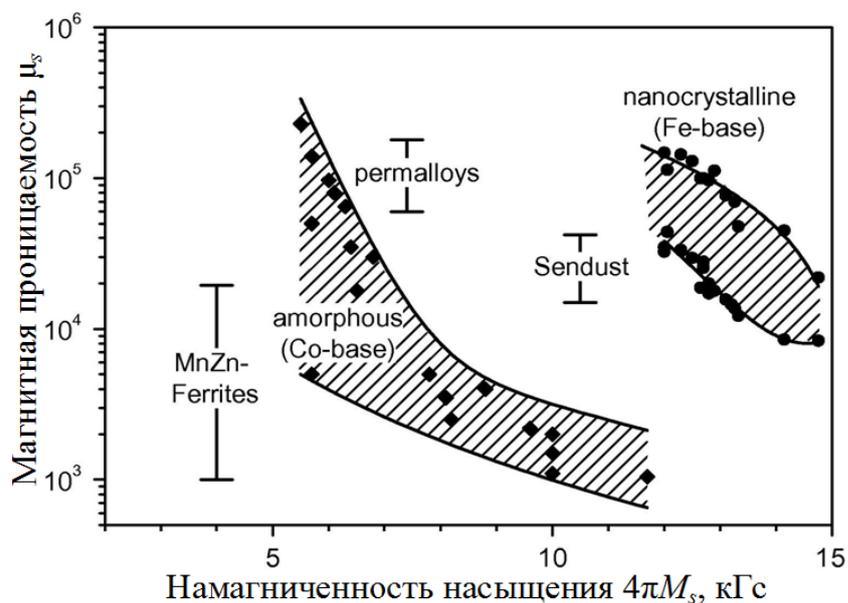


Рисунок 1.5 – Взаимосвязь начальной магнитной проницаемости и намагниченности насыщения для различных магнитомягких материалов [9]

Нанокристаллические металлические сплавы одновременно демонстрируют в 5–10 раз более высокое удельное электрическое сопротивление ( $\rho = 60\text{--}130$  мкОм·см) и, как следствие, более низкие потери на вихревые токи, чем их кристаллические аналоги [53]. Нанокристаллические материалы обладают относительно небольшой константой магнитострикции  $\lambda_s$ , что положительно сказывается на стабильности магнитных свойств таких структур. Кроме того, магнитная проницаемость нанокристаллических магнитных сплавов, благодаря высокой температуре Кюри слабо зависит от температуры и остается стабильно высокой в широком диапазоне. Основные параметры некоторых широко известных аморфных и нанокристаллических сплавов приведены в таблице 1.3.

Первоначально нанокристаллические магнитомягкие материалы рассматривались в качестве замены ферритов в сердечниках трансформаторов и в других низкочастотных (в кГц-диапазоне) устройствах. Например, уже несколько лет магнитные нанокристаллические структуры являются широко используемым материалами в импульсных источниках электропитания, покрывающих широкий диапазон мощностей: от 100 Вт для

применений в источниках питания персональных компьютеров до 1 МВт для железнодорожного транспорта [52]. При этом во всех перечисленных устройствах нанокристаллические материалы используются в качестве замены массивных магнитных сред, например в виде лент, склеенных вместе, формируя таким образом объемную структуру. Однако в последнее время особое внимание исследовательских групп привлечено к изучению СВЧ-свойств магнитных нанокристаллических пленок, что обусловлено большими перспективами их использования в приложениях СВЧ-электроники [10, 54–59].

Таблица 1.3 – Основные параметры некоторых аморфных и нанокристаллических сплавов [53, 60, 61]

Состав	$4\pi M_s$ (Гс)	$\mu_s$	$T_C$ (°C)	$H_c$ (Э)	$\rho$ (Ом·см)	$\lambda_s$ ( $\times 10^{-6}$ )
$\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{B}_{14.5}\text{Si}_{14.5}$ Amorphous alloys (Co-based)	6 200	$5 \times 10^5$	320	0.007	$120 \times 10^{-6}$	0.5
$\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$ Amorphous alloys (Fe-based)	15 600	$1 \times 10^5$	415	0.025	$130 \times 10^{-6}$	37
$\text{Fe}_{15}\text{Ni}_{80}\text{Mo}_5$ Permalloy/Mumetall	8 000	$5 \times 10^5$	420	0.004	$70 \times 10^{-6}$	1
$\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ Nanocrystalline alloys (FINEMET)	12 400	$5 \times 10^5$	570	0.007	$118 \times 10^{-6}$	2.1
$\text{Fe}_{86}\text{Cu}_1\text{Zr}_7\text{B}_6$ Nanocrystalline alloys (NANOPERM)	15 200	$0.5 \times 10^5$	600	0.04	$56 \times 10^{-6}$	0.1

## 1.5 Выводы

Таким образом, в СВЧ-диапазоне магнитная проницаемость магнитоупорядоченных материалов с высоким удельным электрическим сопротивлением в основном определяется ферромагнитным резонансом. Для приближенной оценки высокочастотных характеристик таких материалов на практике, как правило, используют количественные значения только двух параметров частотной дисперсии магнитной проницаемости:  $f_0$  и  $\mu_s$ . Частота ФМР  $f_0$  приближенно определяет верхнюю границу рабочего диапазона частот, а статическая магнитная проницаемость  $\mu_s$  характеризует величину динамического маг-

нитного отклика (действительную часть магнитной проницаемости) материала в рабочем диапазоне. Для большинства технических приложений требуется, чтобы оба этих параметра принимали как можно более высокие значения. Однако одновременный рост статической магнитной проницаемости и частоты ФМР невозможен из-за фундаментального ограничения. Так, например, для объемных материалов это ограничение выражено законом Снука, согласно которому произведение  $f_0$  и  $\mu_s$  есть постоянная величина, зависящая только от намагниченности насыщения материала.

Использование магнитных сред в форме тонких пленок или тонких слоев позволяет существенно повысить их магнитную проницаемость, а также верхнюю границу диапазона рабочих частот СВЧ-устройств на их основе. Из-за сильно выраженной анизотропии формы тонкопленочных магнитных материалов вектор намагниченности, как правило, лежит в их плоскости. Это приводит к другому отличному от закона Снука соотношению между статической магнитной проницаемостью и частотой ФМР, часто называемому в научной литературе законом Аше. Закон Аше доказывает преимущество планарных магнитных материалов по сравнению с их объемными аналогами, что делает ТМП весьма перспективными объектами для тех технических приложений, в которых необходима высокая динамическая магнитная проницаемость.

Традиционными СВЧ магнитными материалами являются ферриты. Основное достоинство ферритов – это высокое удельное электрическое сопротивление, благодаря чему магнитные потери на вихревые токи в них минимальны. Однако магнитные свойства ферритов значительно уступают свойствам ферромагнитных металлов и сплавов. Намагниченность насыщения и магнитная проницаемость ферритов в 5-10 раз меньше, чем у ферромагнетиков. Большинство ферритов имеют сравнительно низкую температуру Кюри и, как следствие, низкую температурную стабильность. Кроме того, при изготовлении ферритов требуются достаточно высокие температуры, порядка 800 °С. Такая высокая температура является неустранимым препятствием для достижения одной из главных целей исследователей в области разработки интегральной СВЧ-электроники – интеграции магнитных сред с полупроводниковыми устройствами.

В последнее время большое внимание уделяется разработкам в области создания и применения магнитомягких нанокристаллических сплавов. Одним из важнейших результатов, полученных в ходе исследования таких материалов, было экспериментальное обнаружение и теоретическое обоснование сильной зависимости коэрцитивной силы и

магнитной проницаемости от размера кристаллитов. В частности, было установлено, что если размер кристаллитов становится меньше некоторого критического значения (порядка 100 нм), то происходит резкое снижение коэрцитивной силы, сопровождаемое аналогичным ростом магнитной проницаемости среды.

Магнитомягкие нанокристаллические сплавы выделяются наилучшей комбинацией высокой намагниченности насыщения и начальной магнитной проницаемости среди различных магнитных материалов, значительно превосходя по этим параметрам ферриты. Для приложений, работающих в СВЧ-диапазоне, это означает расширение диапазона рабочих частот при сохранении достаточно высокой магнитной проницаемости. В дополнение к этому ряд нанокристаллических сплавов обладает небольшой величиной константы магнитострикции и высокой температурой Кюри, что обеспечивает необходимую механическую и температурную стабильность. Снижению потерь на вихревые токи способствует их относительно высокое удельное электрическое сопротивление, которое в 5–10 раз выше, чем у монокристаллических материалов того же состава.

Таким образом, можно сделать общий вывод, что магнитомягкие нанокристаллические тонкие пленки являются превосходными кандидатами на роль магнитных компонентов современных СВЧ-устройств.

## **ГЛАВА 2. МАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НА СВЧ**

Нанокристаллические тонкие магнитные пленки в отличие от хорошо изученных объемных магнитных материалов проявляют огромное разнообразие уникальных свойств, связанных со структурными, размерными и интерфейсными эффектами. Для проектирования на их основе современных СВЧ-устройств необходимо иметь надежные и достоверные экспериментальные методы исследования магнитных характеристик пленок. Вторая глава диссертации посвящена этому вопросу. В первой части дано описание двух экспериментальных установок: сканирующего и широкополосного спектрометров ферромагнитного резонанса (ФМР), предназначенных для проведения с высокой точностью измерений локальных и интегральных характеристик пленок. Приведены их схемы, принцип действия и основные характеристики. Во второй части главы подробно рассмотрена предложенная методика определения эффективной намагниченности насыщения и параметров планарной магнитной анизотропии тонких пленок из угловых зависимостей резонансного поля. Сформулированы ключевые проблемы, связанные с реализацией методики, а также показаны способы их решения. В третьей части главы приведены примеры, демонстрирующие эффективность предложенной методики.

Материалы данной главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора (приложение А): А1, А4, А21, А27, А29, А32, А38, А40, А42, А46–48, А52, А55, А57, А59.

### **2.1 Экспериментальные установки**

#### **2.1.1 Сканирующий спектрометр ФМР**

Для проведения экспериментальных исследований локальных и интегральных магнитных характеристик нанокристаллических тонких пленок в работе использовался уникальный сканирующий спектрометр ФМР, разработанный в ИФ СО РАН [62–65]. Спектрометр в широком диапазоне сверхвысоких частот позволяет с высокой точностью измерять спектры ферромагнитного резонанса с локальных участков тонких пленок площадью 0.08–0.8 мм<sup>2</sup> и с помощью рассмотренной в данной главе методики определять

основные магнитные характеристики экспериментальных образцов. Общая схема сканирующего спектрометра ФМР и конструкции измерительной СВЧ-головки представлена на рисунке 2.1.

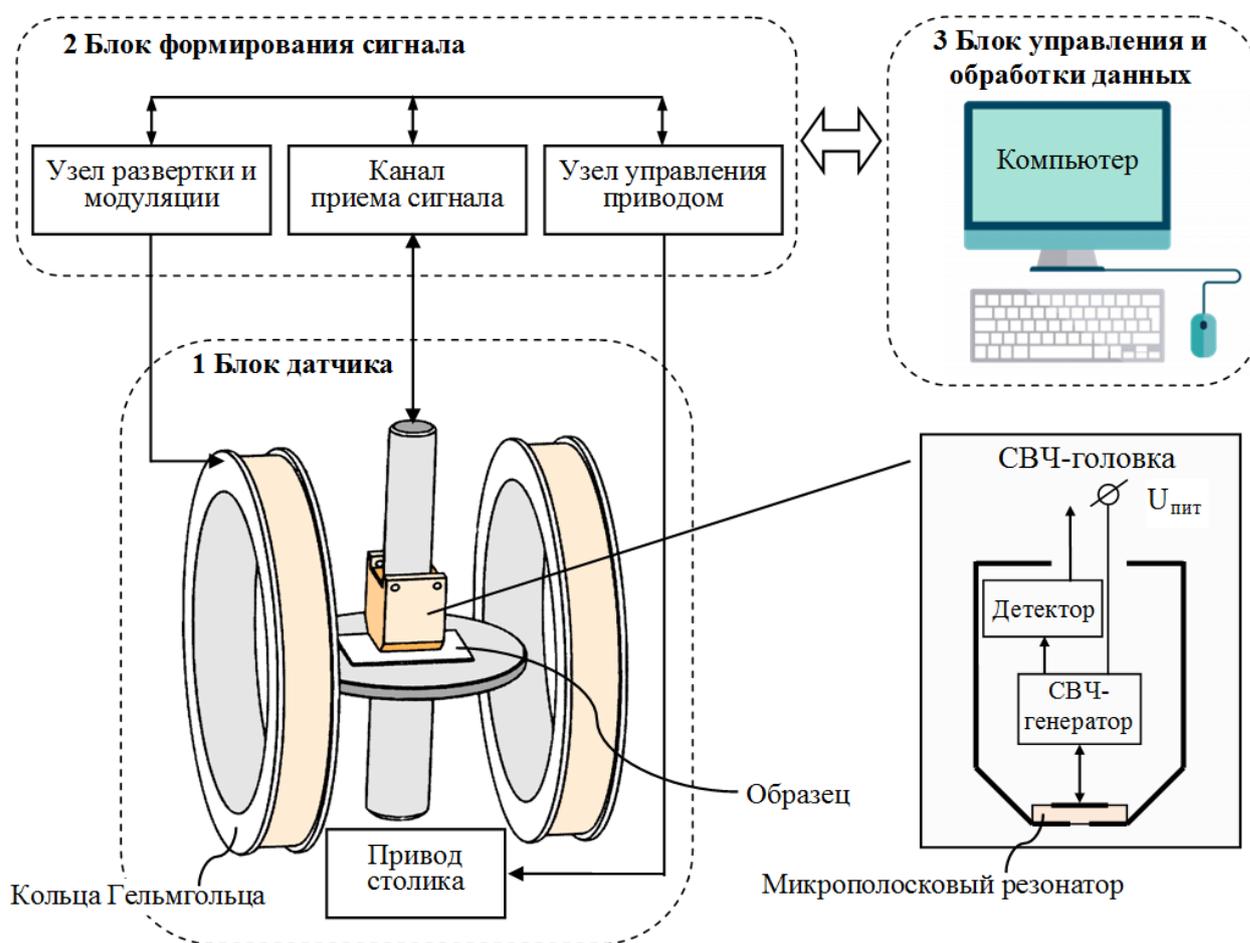


Рисунок 2.1 – Блок-схема сканирующего спектрометра ФМР и схема устройства измерительной СВЧ-головки

В спектрометре в качестве СВЧ-датчика используется миниатюрный микрополосковый резонатор, изготовленный на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью [62, 63, 66–68]. Такой резонатор отличается миниатюрностью, а его чувствительность может значительно превышать чувствительность полых объемных резонаторов. Вблизи пучности высокочастотного магнитного поля в центре металлизированного слоя (экрана) на нижней поверхности резонатора сформировано небольшое измерительное отверстие, благодаря которому и обеспечивается локальность измерений. Резонансное поглощение СВЧ-мощности исследуемым участком тонкопленочного образца в спектрометре регистрируется модуляционным методом [63] по изменению добротности резонатора в процессе развертки постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости

пленки. При этом измерительное отверстие микрополоскового резонатора служит локализованным источником высокочастотного магнитного поля и каналом связи между исследуемой пленкой и резонатором. Основным достоинством сканирующего спектрометра является его высокая чувствительность, обусловленная большим коэффициентом заполнения микрополоскового резонатора измеряемым участком образца в силу миниатюрности резонатора.

На основе такого микрополоскового резонатора было разработано большое количество сменных высокочувствительных СВЧ-головок (рисунок 2.1), позволяющих проводить измерения на локальных участках магнитных пленок. Набор высокочувствительных головок, входящих в состав спектрометра, перекрывает диапазон частот от 100 МГц до 6 ГГц, они имеют различные диаметры измерительных отверстий от 0.1 до 1 мм. Процесс записи и обработки спектров ФМР автоматизирован благодаря применению персональной ЭВМ [69]. Автоматизирован также и процесс определения параметров магнитной анизотропии, эффективной намагниченности насыщения и коэрцитивной силы локальных участков тонкой магнитной пленки (ТМП) [70–72].

Конструктивно сканирующий спектрометр состоит из трех отдельных блоков [63, 70] (рисунок 2.1). Первый блок – блок датчика – содержит СВЧ-головку, столик, на котором размещается ТМП, и кольца Гельмгольца. Столик может перемещаться по двум измеряемым координатам в горизонтальной плоскости и поворачиваться вместе с исследуемым образцом вокруг оси, совпадающей с осью измерительной головки. Кольца Гельмгольца создают в плоскости пленки под заданным углом  $\varphi_H$  постоянное магнитное поле развертки  $H$ , модулируемое с частотой 1 кГц. Амплитуда модулирующего поля устанавливается в пределах  $0.01 \div 5.0$  Э в зависимости от ширины линии ФМР исследуемой пленки.

Второй блок – блок формирования сигнала. Он состоит из канала приема сигнала, который одновременно поддерживает заданный режим работы СВЧ-генератора в измерительной головке и осуществляет синхронное детектирование сигнала; узла развертки и модуляции, который осуществляет питание катушек развертки и модуляции; узла управления приводом столика. Связь с компьютером осуществляется через контроллер по быстродействующему последовательному каналу [63].

Третьим блоком – блоком управления спектрометром и обработки информации – служит персональный компьютер. Использование специально разработанной программы

для ЭВМ позволяет устанавливать все необходимые режимы работы спектрометра, в реальном масштабе времени наблюдать за процессом проводимых измерений, обрабатывать и анализировать полученные результаты [69, 72].

### 2.1.2 Широкополосный спектрометр ФМР

Для проведения измерений магнитной проницаемости тонких пленок в широкой полосе частот СВЧ-диапазона использовался широкополосный спектрометр ФМР, разработанный в ИФ СО РАН [73]. В качестве СВЧ-датчика в спектрометре используется короткозамкнутая полосковая линия (измерительная ячейка), подключенная к векторному анализатору цепей (VNA, R&S ZNB20). Конструкция измерительной СВЧ-ячейки, внутри которой размещается исследуемый образец ТМП, а также общая схема всей измерительной системы (широкополосного спектрометра ФМР) представлена на рисунке 2.2.

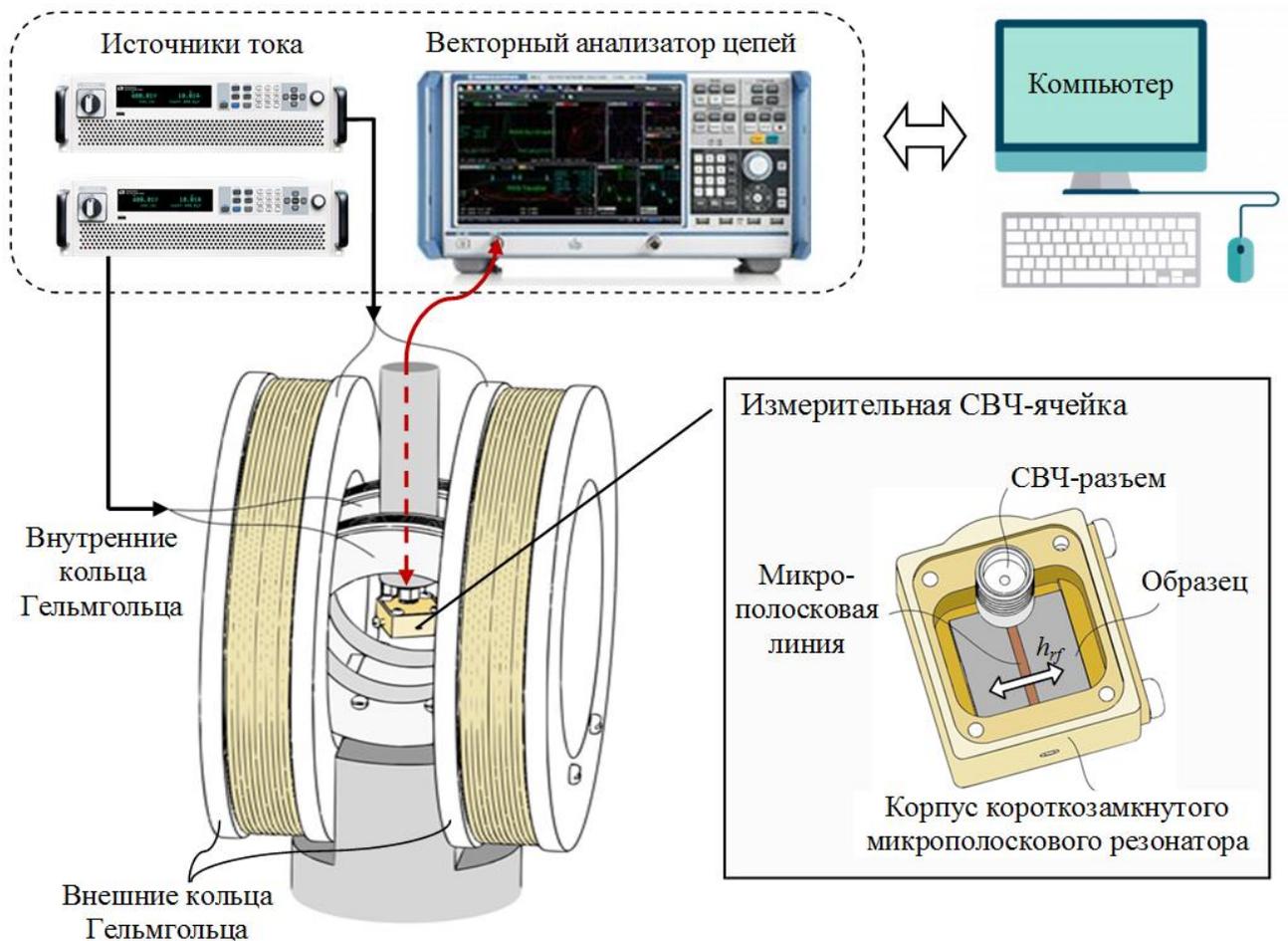


Рисунок 2.2 – Общая схема измерительной установки и конструкция измерительной СВЧ-ячейки

Ключевым элементом спектрометра ФМР является измерительная СВЧ-ячейка. Для повышения чувствительности и снижения электромагнитных помех короткозамкнутая микрополосковая линия размещена в электромагнитном экране, которым служит металлический корпус измерительной ячейки. А для того чтобы обеспечить свободное вращение магнитной системы вокруг экспериментального образца, помещенного в измерительную ячейку, СВЧ-разъем микрополосковой линии выполнен перпендикулярно ее плоскости (рисунок 2.2). Полоса частот измерительной системы сверху ограничивается нижней собственной резонансной частотой СВЧ-ячейки, которая определяется ее размерами. Для изучаемых в работе образцов размером  $12 \times 12 \times 0.5 \text{ мм}^3$  резонансная частота ячейки была  $\sim 10 \text{ ГГц}$ , а частотный диапазон измерительной системы составлял  $100 \text{ МГц} - 9.5 \text{ ГГц}$ .

Измерительная ячейка размещается внутри магнитной системы, формирующей постоянное магнитное поле в плоскости тонкопленочного образца. Состоящая из двух пар колец Гельмгольца магнитная система подключается к выходу двух управляемых персональным компьютером источников тока. С помощью персонального компьютера и двух шаговых двигателей (не показаны на рисунке 2.2) внутренние и внешние кольца Гельмгольца могут быть установлены под заданным углом относительно измерительной ячейки. Внешняя пара колец используется для калибровки векторного анализатора цепей в параллельных полях, когда постоянное магнитное поле колец параллельно СВЧ-магнитному полю  $h_{rf}$ . А внутренняя пара колец Гельмгольца – для проведения измерений.

В широкополосном спектрометре ФМР измерения проводятся при развертке частоты  $f$  для различных значений внешнего магнитного поля  $H$  от  $-1 \text{ кЭ}$  до  $1 \text{ кЭ}$ , создаваемого внутренними кольцами Гельмгольца в плоскости образца. Комплексная магнитная проницаемость  $\mu = \mu' - i\mu''$  пленок определяется по величине компоненты матрицы рассеяния  $S_{11}$ , характеризующей коэффициент отражения от измерительной ячейки, с помощью аналитического выражения из работы [74]. Перед каждым измерением высокочастотных магнитных характеристик тонких пленок из общего сигнала измерительной ячейки вычитается сигнал, создаваемый подложкой. Для этого с помощью магнитного поля, создаваемого внешней парой колец Гельмгольца, измеряемый образец намагничивался до насыщения в направлении параллельном ориентации высокочастотного поля  $h_{rf}$ . В этом случае магнитный отклик пленки исчезает, а сигнал от подложки на выходе

измерительной ячейки используется для калибровки векторного анализатора цепей. После этого проводятся измерения  $\mu$  в магнитном поле  $H$ , приложенном ортогонально направлению высокочастотного поля, при котором наблюдался максимальный магнитный отклик пленки.

## **2.2 Методика определения параметров магнитной анизотропии тонких магнитных пленок на основе ФМР**

Ключевую роль в физике тонких пленок и тонкопленочных структур играет магнитная анизотропия, которая существенно отличается от анизотропии объемных материалов [75]. Хорошо известно, что на параметры магнитной анизотропии в низкоразмерных системах сильное влияние оказывают условия роста и обработки образца, чистота сплавов, температура и шероховатость подложки, толщина и морфология пленок, межфазные границы и структура интерфейсов, механические деформации и т.д. В результате воздействия всех этих факторов в пленках образуется смешанная, состоящая из различных анизотропных вкладов магнитная анизотропия, анализ и определение эффективных параметров которой является очень актуальной задачей.

Существуют различные методы для количественного определения магнитной анизотропии тонких пленок. Так, например, широкое применение при изучении магнитных свойств низкоразмерных структур нашли методы, основанные на магнитооптическом эффекте Керра [76, 77] и эффекте рассеивания света Мандельштама – Брилюэна [78]. В то же время одним из наиболее чувствительных и мощных методов для изучения магнитной анизотропии и динамики намагниченности магнитных пленок является метод ФМР, который помимо всего прочего также позволяет измерять важнейший показатель их качества – ширину линии ФМР [79–81].

Несмотря на то, что метод ФМР является известным и хорошо развитым экспериментальным методом, при обработке и интерпретации результатов измерений, как правило, возникают определенные трудности. В частности, для глубокого понимания связи между структурой и магнитными свойствами получаемых ТМП требуется точное определение различных вкладов магнитной анизотропии. На практике при решении этой задачи приходится сталкиваться с рядом проблем, решение которых будет подробно рассмотрено в данной главе.

### 2.2.1 Теоретическая модель

Измерения методом ФМР обычно проводят в магнитном поле, достаточном для насыщения экспериментального образца ТМП. Поэтому планарное магнитное поле, создаваемое кольцами Гельмгольца спектрометров на рисунках 2.1 и 2.2, обеспечивает однодоменное магнитное состояние пленки, которое можно охарактеризовать вектором однородной намагниченности  $\mathbf{M}$ . Тогда феноменологическая модель однодоменной ТМП в сферической системе координат, где  $\theta$  и  $\varphi$  обозначают соответственно полярный и азимутальный углы намагниченности  $\mathbf{M}$ , описывается выражением для плотности свободной энергии

$$F(\theta, \varphi) = -M_s H \cos(\varphi - \varphi_H) \sin \theta + F^a(\theta, \varphi). \quad (2.1)$$

Первый член данного выражения описывает энергию Зеемана, а второй – энергию магнитной анизотропии пленки с намагниченностью насыщения  $M_s = |\mathbf{M}|$ . Следует отметить, что для разработки общей, универсальной методики изначально не делается никаких предположений относительно природы магнитной анизотропии, а также вида самой функции  $F^a(\theta, \varphi)$ . Этот вопрос подробно будет рассмотрен в разделе 2.2.3.

Условие ферромагнитного резонанса для ТМП может быть получено с помощью метода эффективных размагничивающих факторов [81] и формулы Киттеля (1.4), например так, как показано в [70]. Однако в данном случае гораздо удобнее воспользоваться формулой Смита – Сула [81–83] для частоты ФМР

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M_s \sin \theta_M} \left[ F_{\varphi\varphi} F_{\theta\theta} - F_{\theta\varphi}^2 \right]_{\theta_M, \varphi_M}^{1/2}. \quad (2.2)$$

В данном выражении используются значения частных производных плотности свободной энергии  $F_{ij}$  ( $i, j = \theta, \varphi$ ) для равновесных углов намагниченности  $\theta = \theta_M$  и  $\varphi = \varphi_M$ . При этом равновесные углы  $\theta_M$  и  $\varphi_M$  определяются из условия минимума плотности свободной энергии с помощью следующих уравнений

$$F_{\varphi}(\theta_M, \varphi_M) = 0, \quad F_{\theta}(\theta_M, \varphi_M) = 0. \quad (2.3)$$

Из-за большой величины размагничивающего поля вдоль оси, ортогональной к плоскости пленки, вклад магнитостатической энергии в общее выражение плотности энергии магнитной анизотропии  $F^a(\theta, \varphi)$ , как правило, является определяющим. Поэтому при намагничивании магнитным полем в плоскости образца равновесное направление вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в большинстве практически важных случаев также лежит в плоскости пленки, т. е.  $\theta_M = \pi/2$ . В этом случае уравнение для частоты ФМР (2.2) и условие для определения равновесного направления намагниченности  $\varphi_M$  в плоскости пленки (2.3) с учетом выражения для плотности свободной энергии (2.1) можно записать в виде

$$\left[ H_R \cos(\varphi_M - \varphi_H) + \frac{F_{\varphi\varphi}^a}{M_s} \right] \times \left[ H_R \cos(\varphi_M - \varphi_H) + \frac{F_{\theta\theta}^a}{M_s} \right] - \frac{F_{\theta\varphi}^a{}^2}{M_s^2} = \left( \frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2, \quad (2.4)$$

$$H_R \sin(\varphi_M - \varphi_H) + F_{\varphi}^a / M_s = 0. \quad (2.5)$$

Если известно выражение для энергии магнитной анизотропии  $F^a(\theta, \varphi)$ , совместное решение системы уравнений (2.4) и (2.5) дает возможность определить значение резонансного поля  $H_R$  для фиксированного значения частоты  $f_0 = \omega_0/2\pi$  переменного магнитного поля  $h_{rf}$ .

### 2.2.2 Алгоритм расчета системы нелинейных уравнений

Для определения входящих в выражение  $F^a(\theta, \varphi)$  параметров магнитной анизотропии на основе экспериментальных значений резонансного поля  $H_R^{\text{exp}}$  используются различные численные методы аппроксимации угловой зависимости  $H_R^{\text{exp}}(\varphi_H)$  теоретической кривой  $H_R(\varphi_H)$  [70]. Практическая реализация таких методов сталкивается с тремя проблемами, которые напрямую влияют на точность и достоверность получаемых результатов.

Первая проблема непосредственно связана с реализацией алгоритма совместного решения нелинейных уравнений равновесия (2.5) и условия ФМР (2.4) для вычисления теоретической кривой  $H_R(\varphi_H)$ . При расчете резонансного поля требуется знание равновесного направления  $\mathbf{M}$ , в то же время для вычисления последнего требуются предварительное знание внешнего поля. Если в теоретической модели пленки фигурирует не-

большое количество параметров анизотропии, эта проблема относительно легко разрешается с использованием современных математических пакетов [84]. Однако увеличение числа неизвестных в теоретической модели приводит не только к существенному росту времени расчета, но и влечет за собой появление трудноконтролируемых ошибок. Наиболее простым и грубым способом обхождения этой проблемы является использование в качестве равновесной ориентации  $\mathbf{M}$  направления внешнего магнитного поля [85]. Такой подход, как правило, приводит к серьезной погрешности в определении магнитных параметров. Другая практическая возможность, заключающаяся в использовании линейного приближения для равновесных углов [86], также не гарантирует точности получаемых результатов.

Было предложено достаточно простое решение данной проблемы, которое можно использовать во всех случаях, когда векторы намагниченности и внешнего магнитного поля лежат в одной плоскости. Для этого преобразуем систему нелинейных уравнений (2.4–2.5) к виду

$$H_R \cos(\varphi_M - \varphi_H) = f(\varphi_M) \equiv -\frac{1}{2} \left( \frac{F_{\varphi\varphi}^a}{M_s} + \frac{F_{\theta\theta}^a}{M_s} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{F_{\varphi\varphi}^a}{M_s} - \frac{F_{\theta\theta}^a}{M_s} \right)^2 + \left( \frac{F_{\theta\varphi}^a}{M_s} \right)^2 + \left( \frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2}, \quad (2.6)$$

$$H_R \sin(\varphi_M - \varphi_H) = g(\varphi_M) \equiv -F_{\varphi}^a / M_s.$$

Если теперь перейти к комплексному представлению данных выражений, используя обозначения  $Z(\varphi_M) = f(\varphi_M) + ig(\varphi_M)$  и  $Z^*(\varphi_M) = f(\varphi_M) - ig(\varphi_M)$ , получим

$$H_R = [Z(\varphi_M)Z^*(\varphi_M)]^{1/2}, \quad e^{-i\varphi_H} = e^{-i\varphi_M} \left[ \frac{Z(\varphi_M)}{Z^*(\varphi_M)} \right]^{1/2}. \quad (2.7)$$

Или в экспоненциальной форме записи комплексной функции  $Z(\varphi_M) = |Z(\varphi_M)|e^{i\arg(Z(\varphi_M))}$

$$\varphi_H = \varphi_M - \arg(Z(\varphi_M)), \quad H_R = |Z(\varphi_M)|. \quad (2.8)$$

Таким образом, получено два уравнения, одно из которых является независимым. Первое уравнение с помощью простого итерационного алгоритма позволяет определять все равновесные направления намагниченности  $\varphi_M$  для любых параметров магнитной ани-

зотропии. Второе – рассчитывать для заданной частоты СВЧ-возбуждения значения полей ФМР.

### 2.2.3 Разложение планарной магнитной анизотропии по ортогональным функциям

Вторая важная проблема, с которой часто приходится сталкиваться при разработке численной процедуры определения констант анизотропии, связана с формой теоретического представления энергии магнитной анизотропии  $F^a$ . Для однодоменного состояния общее выражение энергии может быть записано в виде разложения в ряд по базисным функциям  $f_n(\mathbf{M})$

$$F^a(\mathbf{M}) = K_0 + K_1 f_1(\mathbf{M}) + K_2 f_2(\mathbf{M}) + K_3 f_3(\mathbf{M}) + \dots, \quad (2.9)$$

где коэффициенты при членах этого ряда  $K_n$  являются феноменологическими константами, характеризующими магнитную анизотропию вещества.

Выбор базисных функций в первую очередь диктуется соображениями простоты и удобства математического описания. Так, для монокристаллов наиболее распространенным является представление энергии магнитной анизотропии  $F^a$  в виде разложения в степенной ряд по направляющим косинусам  $\alpha_i = M_i/M_s$  ( $i = x, y, z$ ) вектора намагниченности в декартовой системе координат. В приложении Б приводится пример такого разложения для монокристаллов кубической сингонии. Однако такая форма теоретического представления энергии магнитной анизотропии содержит в себе принципиальное ограничение, в основе которой лежит неоднозначность выбора коэффициентов ряда  $K_n$ . Неортогональность используемых в таком разложении базисных функций приводит к смешиванию анизотропных вкладов различных порядков, что усложняет математическую обработку и физическую интерпретацию экспериментальных данных [87].

С теоретической точки зрения лучшее описание обеспечивается ортогональными функциями. Наиболее естественный выбор – сферические гармонические функции, которые являются и полными, и ортонормированными [75, 87, 88]

$$F^a(\theta, \varphi) = \sum_{n,m} \kappa_{nm} Y_{nm}(\theta, \varphi) = \sum_{n,m} K_n^m \sin^n(\theta) \cos m\varphi, \quad (2.10)$$

где  $Y_{nm}(\theta, \varphi)$  – сферические гармоники, а коэффициенты анизотропии  $\kappa_{nm}$  непосредственно выражаются через константы магнитной анизотропии  $K_n^m$ . Уравнение (2.10) выглядит несколько сложнее, чем разложение по направляющим косинусам  $\alpha_i$ , но у него есть ряд преимуществ [87]. Коэффициенты анизотропии проще рассчитать и получить экспериментально, они соответствуют установленному порядку магнитной анизотропии и не зависят друг от друга.

Для определения параметров планарной магнитной анизотропии в ТМП из угловых зависимостей резонансного поля выражение (2.10) лучше представить в более удобном виде – в форме разложения в ряд Фурье по углу  $\varphi$

$$F^a(\theta, \varphi) = \sum_m A_m(\theta) \cos m(\varphi - \varphi_m) = A_0(\theta) + \sum_{m>0} A_m(\theta) \cos m(\varphi - \varphi_m). \quad (2.11)$$

Значения входящих в (2.11) параметров  $A_m(\theta = \pi/2)$  и  $\varphi_m$  определяют величину и азимутальное направление планарной магнитной анизотропии  $m$ -го порядка. В качестве примера в приложении Б приводятся соотношения между константами анизотропии  $K_n$  и  $A_m$  для случая эпитаксиальных пленок с кубической симметрией. Для удобства дальнейшего анализа приведем некоторые частные производные  $F^a(\theta, \varphi)$ , входящие в (2.6)

$$\begin{aligned} F_{\varphi}^a &= - \sum_{m>0} m A_m \sin m(\varphi_M - \varphi_m), \\ F_{\varphi\varphi}^a &= - \sum_{m>0} m^2 A_m \cos m(\varphi_M - \varphi_m), \\ F_{\theta}^a &= A_0' + \sum_{m>0} A_m' \cos m(\varphi_M - \varphi_m), \\ F_{\theta\theta}^a &= A_0'' + \sum_{m>0} A_m'' \cos m(\varphi_M - \varphi_m), \\ F_{\theta\varphi}^a &= - \sum_{m>0} m A_m' \sin m(\varphi_M - \varphi_m), \\ F_{\varphi\varphi\theta}^a &= - \sum_{m>0} m^2 A_m' \cos m(\varphi_M - \varphi_m), \end{aligned} \quad (2.12)$$

где  $A_m = A_m(\theta_M)$ ,  $A_m' = \partial A_m / \partial \theta |_{\theta=\theta_M}$ ,  $A_m'' = \partial^2 A_m / \partial \theta^2 |_{\theta=\theta_M}$ .

Анализ уравнений (2.6) показывает, что для разработки численного алгоритма определения параметров магнитной анизотропии требуются предварительно задать разложение энергии  $F^a$  в соответствии с (2.11). Другими словами, требуется определить функциональную зависимость  $A_m(\theta)$ . Однако в некоторых случаях это сделать не пре-

доставляется возможным. Действительно, в тонких пленках нарушение симметрии на поверхностях и границах, упругие деформации, возникающих из-за несоответствия коэффициентов температурного расширения и параметров кристаллической решетки подложки и пленки или смежных слоев, шероховатость, взаимодиффузия и обменное взаимодействие на границе раздела и/или поверхности пленки, дефекты кристаллической решетки и т.п. могут существенно изменять магнитную анизотропию в сравнении с соответствующими им объемными материалами. В результате  $F^a$  может быть суперпозицией произвольного числа анизотропных вкладов, из-за чего достаточно сложно заранее записать подлинное выражение энергии магнитной анизотропии. Поэтому требуется способ обойти это ограничение.

Как было уже отмечено, из-за значительной анизотропии формы, присущей тонким пленкам, входящий в  $F_{\theta\theta}^a / M_s$  член (приложение Б)

$$4\pi M_{eff} = \frac{A_0''}{M_s} = 4\pi M_s - \frac{2K_{\perp}}{M_s} + \dots, \quad (2.13)$$

обозначающий эффективное поле размагничивания вдоль оси  $z$ , в большинстве практически важных случаев является доминирующим, т. е.  $F_{\theta\theta}^a / M_s \approx 4\pi M_{eff}$ . Здесь также введено обозначение эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$ , отражающей тот факт, что из-за аддитивности входящих в правую часть выражения (2.13) слагаемых нет принципиальной возможности определить истинную намагниченность насыщения  $M_s$  материалов методом ФМР.

Анизотропия формы ТМП играет важную роль в измерениях методом ФМР. Величина размагничивающих полей  $4\pi M_{eff}$  в металлических ферромагнитных пленках обычно многократно превосходит величину полей анизотропии, источником которой является спин-орбитальное взаимодействие. Например, для эпитаксиальных пленок железа поле кубической магнитной анизотропии  $2K_4/M_s^1$  составляет  $\sim 10^2$  Э, тогда как эффективное поле размагничивания на два порядка превышает это значение и составляет около 10 кЭ [89]. Учитывая это, можно приближенно рассчитать значения функций  $f(\varphi_M)$  и  $g(\varphi_M)$  без ограничивающих условий на знание аналитического вида коэффициентов

---

<sup>1</sup> Здесь для обозначения константы анизотропии использовалось  $K_4$  вместо общепринятого  $K_1$ . Соответствующие пояснения приведены в приложении Б.

разложения  $A_m(\theta)$  ряда (2.11). Действительно, если в (2.6) положить  $F_{\theta\theta}^a / M_s = 4\pi M_{eff}$  и  $F_{\theta\phi}^a / M_s = 0$ , то для вычисления резонансного поля  $H_R$  потребуется знание только параметров  $A_m$  и  $A_0''$  разложения в ряд Фурье планарной магнитной анизотропии, значения которых можно непосредственно получить из результатов экспериментальных измерений.

Для оценки ошибки такого рода приближения в (2.6) произведем замену  $F_{\theta\theta}^a / M_s = 4\pi M_{eff}(1 + \varepsilon)$  и  $F_{\theta\phi}^a / M_s = 4\pi M_{eff}\eta$ , где малые параметры  $\varepsilon$  и  $\eta$  много меньше единицы. Кроме того, для оценки влияния отклонения равновесной намагниченности из плоскости пленки введем дополнительный малый параметр  $\lambda = \theta_M - \pi/2$ . Несложно показать, что в линейном приближении по малым параметрам  $\varepsilon$ ,  $\eta$  и  $\lambda$  входящая в (2.6) функция  $f(\varphi_M)$  будет иметь вид

$$f(\varphi_M) \approx \mathcal{H}_0(\omega_0)[1 - \sigma(\omega_0)] - \frac{F_{\phi\phi}^a}{M_s}[1 - \sigma(\omega_0)] - \mathcal{H}_0(\omega_0)\varepsilon + \frac{F_{\theta\phi}^a}{M_s}\eta - \frac{F_{\phi\phi\theta}^a}{M_s}\lambda. \quad (2.14)$$

Здесь использовались обозначения

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= \frac{1}{4\pi M_{eff}} \left( \frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2, \quad \sigma = \frac{\mathcal{H}_0}{4\pi M_{eff}}, \quad \lambda = -\frac{1}{4\pi M_{eff}} \frac{F_{\theta}^a}{M_s}, \\ \varepsilon &= \frac{1}{4\pi M_{eff}} \left[ \frac{F_{\theta\theta}^a}{M_s} - 4\pi M_{eff} \right], \quad \eta = \frac{1}{4\pi M_{eff}} \frac{F_{\theta\phi}^a}{M_s}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

где, как будет показано далее,  $\mathcal{H}_0(\omega_0)$  означает среднее значение резонансного поля, а дополнительный малый параметр  $\sigma$  возникает из-за линейной аппроксимации квадратного корня в (2.6).

Если теперь воспользоваться выражением для  $F_{\phi\phi}^a$  из (2.12), получим

$$f(\varphi_M) \approx [\mathcal{H}_0(\omega_0) + \sum_{m>0} H_{am} \cos m(\varphi_M - \varphi_m)] [1 - \sigma(\omega_0)] - \mathcal{H}_0(\omega_0)\varepsilon + \frac{F_{\theta\phi}^a}{M_s}\eta - \frac{F_{\phi\phi\theta}^a}{M_s}\lambda, \quad (2.16)$$

где  $H_{am} = m^2 A_m / M_s$  – поле магнитной анизотропии  $m$ -порядка. Требуется сделать небольшое пояснение в пользу сделанного выбора формулы для расчета  $H_{am}$ . Во-первых,

для одноосной анизотропии с константой  $K_2$ , вычисленное по предложенной формуле поле  $H_{a2} = 2K_2/M_s$  совпадает с общепринятым. В то же время не существует единой точки зрения в вопросе определения полей анизотропии, и для описания анизотропии более высокого порядка используются различные неэквивалентные выражения [87]. Во-вторых, на высоких частотах и, как следствие, при больших значениях резонансных полей  $H_R$  можно считать  $\varphi_M \approx \varphi_H$  и  $H_R \approx f(\varphi_M)$ , т. е.

$$H_R(\varphi_H) \approx [\mathcal{H}_0(\omega_0) + \sum_{m>0} H_{am} \cos m(\varphi_H - \varphi_m)] [1 - \sigma(\omega_0)] - \mathcal{H}_0(\omega_0)\varepsilon + \frac{F_{\theta\varphi}^a}{M_s}\eta - \frac{F_{\varphi\varphi\theta}^a}{M_s}\lambda. \quad (2.17)$$

Тогда согласно (2.17)  $H_{am}$  характеризует степень отклонения  $H_R$  от среднего значения  $\mathcal{H}_0$ . Поэтому благодаря сделанному выбору все поля анизотропии  $H_{am}$  будут вычислены из экспериментальных угловых зависимостей поля ФМР с одинаковой инструментальной точностью.

Оценим влияние малых параметров  $\varepsilon$ ,  $\eta$  и  $\lambda$  на величину резонансного поля  $H_R$ . Для этого сначала заметим, что входящие в (2.17) два последних слагаемых с учетом (2.15) и (2.12) имеют один порядок  $\sim m^2 A_m'^2$  и могут быть объединены для оценки погрешности определения параметров планарной магнитной анизотропии из угловых зависимостей резонансного поля  $H_R(\varphi_H)$ . Кроме того, поскольку квадратный корень в (2.6) всегда может быть вычислен точно, то для оценки влияния  $\varepsilon$ ,  $\eta$  и  $\lambda$  на величину  $H_R$  параметр  $\sigma$  в (2.17) можно опустить. В результате получим

$$H_R \approx \mathcal{H}_0(\omega_0) + \sum_{m>0} H_{am} \cos m(\varphi_H - \varphi_m) - \mathcal{H}_0(\omega_0)\varepsilon + 2 \frac{F_{\theta\varphi}^a}{M_s}\eta. \quad (2.18)$$

Необходимо еще заметить, что  $\varepsilon$  и  $\eta$  являются функциями  $\cos m(\varphi_M - \varphi_m)$  и  $\sin m(\varphi_M - \varphi_m)$ . Это означает, что вносимая ими погрешность относится к точности определения полей анизотропии  $H_{am}$ , а не  $\mathcal{H}_0$ . В таблице 2.1 приводятся максимальные значения этих величин для некоторых магнитных монокристаллических материалов с различной ориентацией кристаллографической плоскости.

Из приведенной таблицы 2.1 видно, что параметр  $\eta$  отличен от нуля только тогда, когда в изучаемой магнитной системе имеют место легкие оси анизотропии, направленные под углом к плоскости пленки (за исключением  $\pi/2$ ). При этом, поскольку мно-

житель  $2F_{\theta\phi}^a/M_s$  порядка полей анизотропии, то последний член в выражении (2.18) вносит относительную погрешность около 1–2 %.

Таблица 2.1 – Максимальные значения параметров  $\varepsilon$  и  $\eta$  для некоторых монокристаллов. Намагниченность насыщения и константы анизотропии взяты из [90]

	$M_s$ (Гс)	$K_4$ (эрг/см <sup>3</sup> )	$K_6$ (эрг/см <sup>3</sup> )	(001)		(011)		(111)	
				$\varepsilon$	$\eta$	$\varepsilon$	$\eta$	$\varepsilon$	$\eta$
$\alpha$ -Fe	1739	$4.8 \times 10^5$	$-1.0 \times 10^5$	0.007	0	0.025	0	0.0002	0.006
Ni	493	$-4.5 \times 10^4$	$-2.5 \times 10^4$	0.005	0	0.029	0	0.0004	0.008
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	478	$-11.0 \times 10^4$	$-3.0 \times 10^4$	0.018	0	0.076	0	0.0006	0.018

Наиболее существенную погрешность может оказывать предпоследний член в (2.18), поскольку он пропорционален среднему значению резонансного поля и как следует из (2.15) – квадрату частоты возбуждения. Это значит, что в случае, когда аналитический вид поля анизотропии не может быть явно определен и малыми параметрами  $\varepsilon$  и  $\eta$  пренебрегают, с целью увеличения точности определения магнитных параметров предпочтительно использовать более низкие частоты. С другой стороны, феноменологическая модель магнитной анизотропии справедлива только для однодоменного, намагниченного до насыщения образца. Нарушение этого условия может стать основным источником дополнительных ошибок. Поэтому при проведении эксперимента необходимо идти на компромисс между двумя этими условиями.

Для оценки абсолютной погрешности  $\Delta H_\varepsilon$  величины поля планарной магнитной анизотропии можно воспользоваться данными из эксперимента с помощью следующего выражения

$$\Delta H_\varepsilon \approx |\mathcal{H}_0(\omega_0)\varepsilon_{\max}| = \left| \mathcal{H}_0(\omega_0) \frac{(H_{am})_{\max}}{4\pi M_{eff}} \right|, \quad (2.19)$$

где  $(H_{am})_{\max}$  – максимальное экспериментальное значение поля магнитной анизотропии.

## 2.2.4 Выбор целевой функции

Третья проблема связана с выбором вида целевой функции  $f_{obj}$  для реализации алгоритма минимизации расхождения между экспериментальной и теоретической кривыми.

Использование общепринятого выражения  $f_{obj} = [H_R^{\text{exp}}(\varphi_H) - H_R(\varphi_H)]^2$ , как показывает практика, не всегда обеспечивает нахождение оптимальных параметров теоретической модели, а итоговый результат может сильно зависеть от выбора начальных значений, а также частоты проводимых измерений.

При записи выражения (2.17) предполагалось, что  $\varphi_M \approx \varphi_H$  и  $H_R \approx f(\varphi_M)$ . Однако такое приближение справедливо только на высоких частотах, т. е. при больших значениях резонансных полей  $H_R$ . В общем случае,  $H_R(\varphi_H) = f(\varphi_M)/\cos(\varphi_M - \varphi_H)$  и на низких частотах измерений роль стоящего в знаменателе косинуса может быть существенной. Поэтому разложение угловой зависимости резонансного поля  $H_R(\varphi_H)$  в ряд Фурье, выраженное формулой (2.17), становится несправедливым. В то же время, как видно из (2.16), зависимость  $f(\varphi_M)$  при любых значениях резонансного поля  $H_R$  имеет наиболее простой вид.<sup>2</sup> На основании этого для решения оптимизационной задачи предложен следующий вид целевой функции

$$f_{obj} = [H_R^{\text{exp}}(\varphi_H) \cos(\varphi_M - \varphi_H) - f(\varphi_M)]^2. \quad (2.20)$$

Такой выбор, как будет показано в следующем разделе, позволяет эффективно определять параметры теоретической модели, в том числе из экспериментальных угловых зависимостей  $H_R^{\text{exp}}(\varphi_H)$ , имеющих несколько значений резонансных полей при определенных углах.

## **2.3 Примеры экспериментальной реализации и использования методики определения магнитных параметров ТМП**

### **2.3.1 Измерение параметров магнитной анизотропии и углов разориентации в эпитаксиальной тонкой пленке на вицинальной подложке**

Эпитаксиальные ферромагнитные пленки и различные слоистые структуры, выращенные на монокристаллических подложках, активно исследуются благодаря перспективам их использования в качестве элементов магнитоэлектронных устройств [91,

---

<sup>2</sup> Пример разложения  $f(\varphi_M)$  представлен в разделе 2.3.1.1.

92]. При этом для изготовления таких структур, как правило, применяются традиционные полупроводниковые технологии, используемые в микроэлектронике. В последние годы особое внимание уделяется изучению магнитных пленок, выращенных на вицинальных срезах монокристаллических подложек Si(111), для которых хорошо развиты методы создания ступенчатых поверхностей, обеспечивающих высокую точность величины шага и высоты ступеней [93, 94]. При этом появляется возможность в широких пределах управлять магнитными свойствами пленок, варьируя в небольших пределах угол разориентации вицинальной поверхности Si(111) [95, 96]. В частности, эксперименты показывают, что значительные изменения анизотропных свойств ТМП наблюдаются даже при углах отклонения плоскости подложки от сингулярной поверхности менее чем на один градус [97]. Однако природа магнитной анизотропии пленок на вицинальных поверхностях до конца не выяснена, поэтому таким исследованиям посвящается множество работ [95–98], в которых для количественного определения магнитной анизотропии используются различные методы, в том числе и метод ФМР, обладающий не только достаточной чувствительностью, но и высокой точностью измерения [79].

В данном разделе приведены результаты исследования магнитных свойств эпитаксиальных тонких пленок  $\text{Fe}_3\text{Si}$ , выращенных на вицинальной поверхности кремния Si(111) с малым углом разориентации [99, 100]. Показано, что предложенная в разделе 2.2 методика позволяет с высокой точностью определять не только параметры магнитной анизотропии монокристаллических образцов, но и углы разориентации кристаллографической плоскости подложки.

### 2.3.1.1 Теоретическая модель

Для монокристаллической ТМП, осажденной на вицинальную поверхность (111) с малым углом разориентации  $\delta$ , модель которой представлена на рисунке 2.3, плотность энергии магнитной анизотропии запишем в виде

$$F^a(\theta, \varphi) = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta - K_{\perp} \cos^2 \theta - K_1 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_1) - K_2 \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \varphi_2) + F^{mc}. \quad (2.21)$$

Здесь первое слагаемое описывает вклад энергии размагничивающего поля пленки. Второе слагаемое описывает энергию одноосной перпендикулярной анизотропии с константой  $K_{\perp}$ , которая, как известно, в тонкой пленке учитывает нарушение симметрии на

ее поверхности и на интерфейсе между пленкой и подложкой. Следующие два слагаемых в (2.21) описывают энергии однонаправленной с константой  $K_1$  и одноосной с константой  $K_2$  магнитной анизотропии, поля которых  $H_{a1}$  и  $H_{a2}$  находятся в плоскости пленки и направлены под углами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  (рисунок 2.3, *b*). Последнее слагаемое  $F^{mc}$  – энергия магнитокристаллической анизотропии, связанная с магнитной анизотропией кубического кристалла.

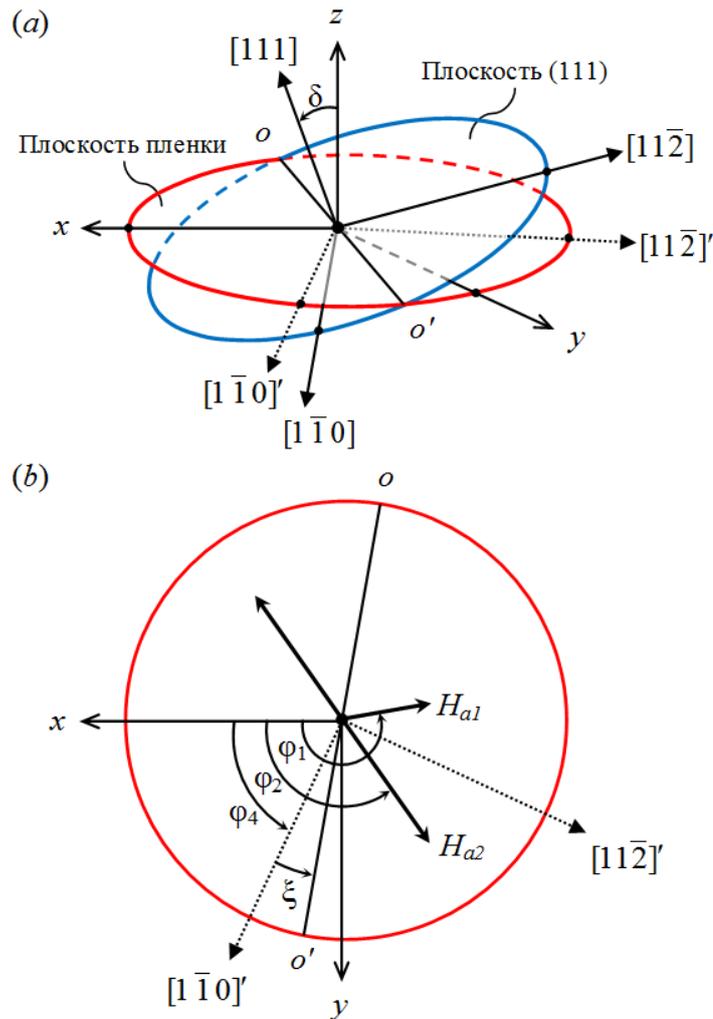


Рисунок 2.3 – Модель и схема расположения кристаллографической плоскости (111) монокристаллической пленки относительно ее поверхности – (а). Принятые обозначения феноменологической модели ТМП (вид сверху) – (б)

Известно, что для кристаллов кубической сингонии энергия магнитной анизотропии с константой  $K_4$  записывается в виде  $F^{mc} = K_4(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2)$ , где  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  – направляющие косинусы вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  относительно осей четвертого порядка [100], [010], [001]. В случае, когда монокристаллические тонкие пленки фор-

мируются на вицинальных поверхностях (111), для которых характерны малые углы разориентации  $\delta$ , как правило, не превышающие  $5^\circ$ , при вычислении  $F^{mc}$  можно воспользоваться линейным приближением разложения энергии по малому параметру  $\delta$ . Тогда для геометрии тонкой пленки, представленной на рисунке 2.3, магнитокристаллическая анизотропия будет иметь следующий вид

$$F^{mc} = K_4 \left( \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{4} \sin^4 \theta \right) - \frac{K_4 \sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cdot \sin 3(\varphi - \varphi_4) +$$

$$+ \delta \frac{K_4}{6} \left\{ \begin{array}{l} \sin 2\theta \cdot (7 \sin^2 \theta - 4) \cdot \sin(\varphi - \varphi_4 + \xi) + \\ + \sqrt{2} \sin^2 \theta \cdot (7 \sin^2 \theta - 6) \cdot \cos 2(\varphi - \varphi_4 - \xi/2) - \\ - \sqrt{2} \sin^4 \theta \cdot \cos 4(\varphi - \varphi_4 + \xi/4) \end{array} \right\}. \quad (2.22)$$

Для обоснования предложенной в разделе 2.2 методики удобно дополнительно получить приближенное выражение для  $f(\varphi_M)$ . Используя (2.16), получим

$$f(\varphi_M) \approx \mathcal{H}_0(\omega_0)(1 - \sigma(\omega_0)) -$$

$$- \frac{K_1}{M_s} \cos(\varphi_M - \varphi_1) - \frac{2K_2}{M_s} \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{\mathcal{H}_0}{4\pi M_{eff}} \right] \cos 2(\varphi_M - \varphi_2) +$$

$$- \delta \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{K_4}{M_s} \left[ 1 + \frac{K_4/M_s + 3\mathcal{H}_0}{4\pi M_{eff}} \right] \cos 2(\varphi_M - \varphi_4 - \xi/2 \pm \pi/2) - \quad (2.23)$$

$$- \delta \frac{8\sqrt{2}}{3} \frac{K_4}{M_s} \left[ 1 + \frac{K_4/M_s - 3\mathcal{H}_0/4}{4\pi M_{eff}} \right] \cos 4(\varphi_M - \varphi_4 + \xi/4) -$$

$$- 2 \frac{K_4^2/M_s^2}{4\pi M_{eff}} \cos 6(\varphi_M - \varphi_4 \pm \pi/6).$$

Анализ последнего выражения позволяет сделать ряд важных выводов. Во-первых, зависимость  $f(\varphi_M)$  в отличие от угловой зависимости резонансного поля  $H_R(\varphi_H) = f(\varphi_M)/\cos(\varphi_M - \varphi_H)$  имеет простой вид и содержит всего несколько основных членов разложения в ряд Фурье по равновесному углу намагниченности  $\varphi_M$ . Это является основным аргументом в пользу выбора целевой функции (2.20). Во-вторых, выражение (2.23) удобно использовать для определения начальных значений параметров модели. И, наконец, в-третьих, уравнение (2.23) допускает 6 эквивалентных направлений угла  $\varphi_4 = \varphi'_4 \pm n\pi/3$ , где  $n$  – целое число, и, как следствие, 6 эквивалентных азимутальных

углов разориентации  $\alpha = \varphi_4 + \xi$ . Другими словами, из анализа угловой зависимости резонансного поля нельзя однозначно определить  $\alpha$ , однако направление азимутального угла разориентации можно выбрать, исходя из общих физических соображений, например, из анализа направления  $\varphi_2$  формируемой в пленке одноосной магнитной анизотропии – так, как было показано в [99].

### 2.3.1.2 Апробация методики и обсуждение экспериментальных результатов

Для апробации методики были проведены исследования трех образцов эпитаксиальных тонких пленок силицида железа. Пленки были получены методом одновременного термического испарения железа и кремния из двух тиглей в сверхвысоком вакууме ( $1.3 \times 10^{-8}$  Па) с последующим осаждением атомов на допированную бором атомарно чистую вицинальную подложку Si(111), как это описано в работе [101]. Образцы были выращены на вицинальных поверхностях Si(111) с паспортными углами разориентации:  $0.1^\circ$  – первый образец,  $0.6^\circ$  – второй и  $4^\circ$  – третий. Исследование магнитных свойств на локальных участках пленок проводилось на автоматизированном сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса (раздел 2.1) на частоте возбуждения  $f_0 = 3.329$  ГГц. Угловые зависимости поля ФМР в каждом образце снимались с двух локальных участков (площадью  $\sim 0.8$  мм<sup>2</sup>), расположенных на расстоянии 4 мм друг от друга.

Результаты измерений резонансного поля  $H_R$  (красные круглые маркеры) и ширины линии ФМР  $\Delta H$  (синие треугольные маркеры), для одной точки каждого образца, представлены на рисунке 2.4. На этом рисунке сплошными линиями показаны теоретические угловые зависимости  $H_R(\varphi_H)$  с параметрами модели пленки, полученными из экспериментальных зависимостей с помощью разработанной методики. Видно хорошее согласие между теорией и экспериментом.

Для иллюстрации сильного влияния углов разориентации плоскости подложки на угловые зависимости резонансного поля в качестве примера для двух образцов на рисунке 2.4 (a) и 2.4 (b) пунктирными линиями дополнительно представлены теоретические зависимости для модели пленки на сингулярной поверхности (111) с  $\delta = 0^\circ$ , построенные также для оптимальных параметров теоретической модели. Хорошо видно, что даже малое отклонение  $\delta \approx 0.1^\circ$  и  $\delta \approx 0.6^\circ$  плоскости пленок экспериментальных Образцов 1 и 2 от сингулярной поверхности (111) приводит существенному изменению поведения резонансных кривых.

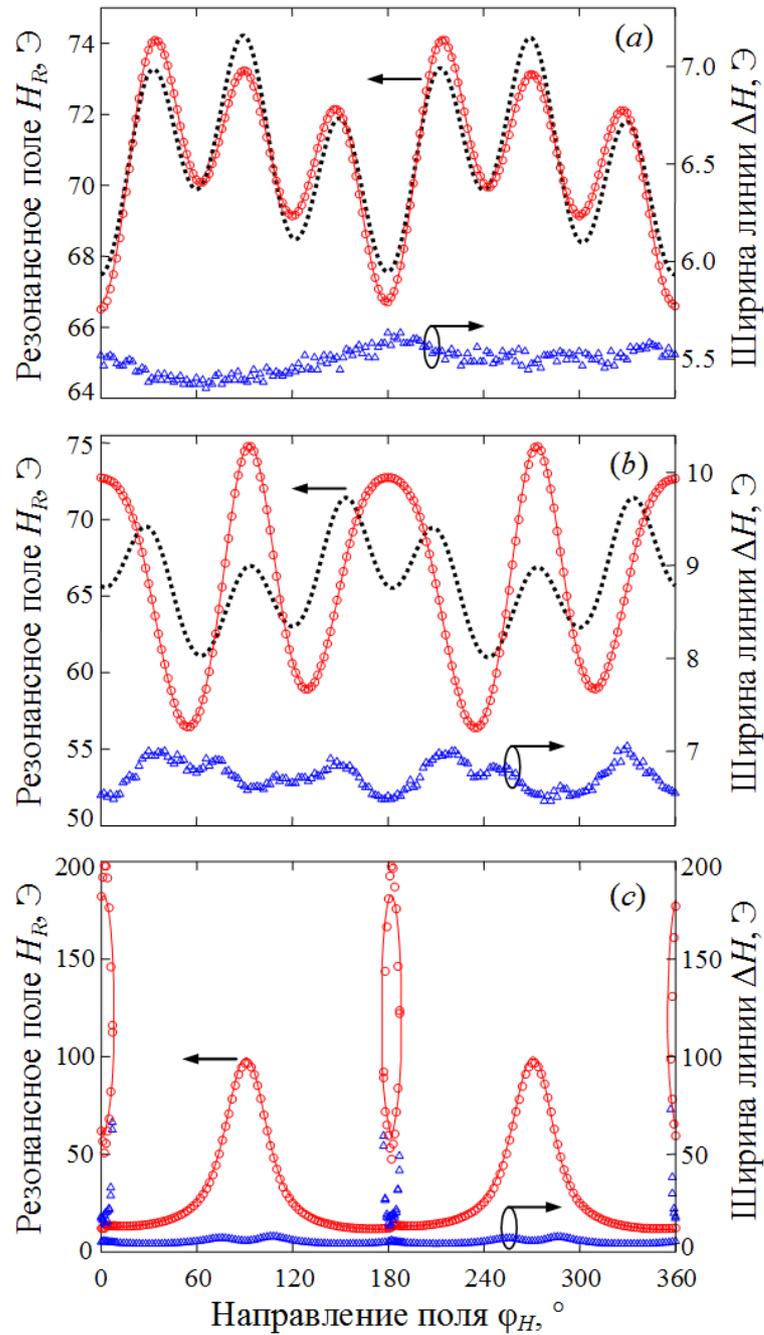


Рисунок 2.4 – Зависимость резонансного поля  $H_R$  и ширины линии ФМР  $\Delta H$  от направления магнитного поля развертки  $\varphi_H$  для: (a) Образец 1, (b) Образец 2, (c) Образец 3. Маркеры – эксперимент, сплошная линия – теоретический расчет для модели пленки на вицинальной поверхности с  $\delta \neq 0$ , пунктирная линия – на сингулярной поверхности ( $\delta = 0^\circ$ )

Вычисленные параметры измеренных образцов представлены в таблице 2.2. Видно, что параметры для разных участков в пределах каждого образца хорошо согласуются друг с другом. Однако наблюдаются некоторые отличия усредненных параметров образцов между собой. Причина этого может быть связана с незначительным изменением

стехиометрического состава в исследуемых пленках. В то же время полученные значения полярного угла разориентации  $\delta$  вицинальной поверхности Si(111) достаточно хорошо совпадают со значениями, заявленными производителями подложек.

Таблица 2.2 – Оптимальные параметры модели ТМП для трех образцов силицида железа, полученные из угловых зависимостей поля ФМР с помощью предложенной методики

	$M_{eff}$ (Гц)	$H_{a1}=K_1/M_{eff}$ (Э)	$\varphi_1$ (°)	$H_{a2}=2K_2/M_{eff}$ (Э)	$\varphi_2$ (°)	$H_{a4}=2K_4/M_{eff}$ (Э)	$\varphi_4$ ( $\pm n\pi/3$ , °)	$\alpha=\varphi_4+\xi$ ( $\pm n\pi/3$ , °)	$\delta$ (°)
Образец 1									
1	1 590,7	0,04	-39,6	1,21	156,3	297,35	30,7	48,4	0,097
2	1 583,1	0,04	40,0	1,11	157,0	296,95	31,0	48,2	0,098
	<b>1 586,9</b>	<b>0,04</b>	<b>0,2</b>	<b>1,16</b>	<b>156,6</b>	<b>297,15</b>	<b>30,9</b>	<b>48,3</b>	<b>0,097</b>
Образец 2									
1	1 697,8	0,02	250,6	1,01	44,5	352,09	31,8	28,9	0,62
2	1 694,9	0,02	376,8	1,51	36,2	343,74	31,9	29,3	0,64
	<b>1 696,3</b>	<b>0,02</b>	<b>313,7</b>	<b>1,26</b>	<b>40,4</b>	<b>347,91</b>	<b>31,8</b>	<b>29,1</b>	<b>0,63</b>
Образец 3									
1	1 490,2	0,28	54,0	31,86	93,7	498,76	30,7	27,6	3,93
2	1 491,5	0,14	229,0	28,70	95,6	498,53	29,7	23,1	3,77
	<b>1 490,9</b>	<b>0,21</b>	<b>141,5</b>	<b>30,28</b>	<b>94,6</b>	<b>498,64</b>	<b>30,2</b>	<b>25,4</b>	<b>3,85</b>

Предложенная методика легко может быть обобщена (расширена) для определения параметров монокристаллических пленок, выращенных на подложках с произвольным срезом. В частности, в следующем разделе эта методика была успешно адаптирована для точного определения параметров планарной магнитной анизотропии с произвольным количеством членов разложения.

### 2.3.2 Измерение эффективных параметров планарной магнитной анизотропии в наклонно осажденных пленках

Одним из хорошо известных технологических приемов, который позволяет при получении пленок варьировать величину поля одноосной магнитной анизотропии и направление оси легкого намагничивания (ОЛН), причем в достаточно широких пределах, является метод наклонного напыления (глава 6). Заметим, что большинство экспериментов по изучению природы «наклонной» анизотропии в магнитных пленках проводилось при сравнительно больших углах отклонения потока осаждаемых частиц от нормали к подложке. Однако недавно в тонких пленках пермаллоя было обнаружено, что даже небольшое отклонение осаждаемых частиц (порядка  $2^\circ$ ), приводит к заметным из-

менениям магнитных параметров получаемых образцов [102]. Этот факт стимулировал проведение работ, в результате которых был обнаружен эффект взаимной компенсации одноосной магнитной анизотропии, наведенной наклонным осаждением частиц, и ортогональной к ней одноосной анизотропии, наведенной постоянным магнитным полем [103, 104]. Данный эффект был обнаружен с помощью экспериментальной методики, описанной в разделе 2.2.

### 2.3.2.1 Экспериментальные методы изготовления и исследования ТМП

Экспериментальный образец ТМП толщиной 61 нм был получен методом термического осаждения пермаллоя  $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}$  в вакууме на стеклянную подложку толщиной 0.5 мм и поперечными размерами  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ . Базовое давление в вакуумной камере не превышало  $10^{-4}$  Па, при этом скорость осаждения паров металла составила  $\sim 1 \text{ нм/с}$ . Расстояние между испарителем (алундовым тигелем) и подложкой составляло 240 мм, при этом подложка была наклонена под углом примерно  $8^\circ$ , так, как показано на рисунке 2.5 (а). Из-за расхождения пучка осаждаемых частиц (рисунок 2.5, а) угол осаждения  $\alpha$  равномерно изменялся в диапазоне от  $7^\circ$  до  $9.2^\circ$  вдоль оси  $x$  ТМП. В процессе осаждения в плоскости пленки прикладывалось ориентирующее постоянное внешнее магнитное поле  $H = 200 \text{ Э}$ . Направление магнитного поля было выбрано таким образом, чтобы наведенная внешним полем  $H$  магнитная анизотропия  $H_u$  и магнитная анизотропия  $H_k$ , индуцированная наклонным осаждением частиц, были взаимно ортогональны (рисунок 2.5).

Исследование магнитных свойств изготовленного образца ТМП проводилось с помощью сканирующего спектрометра ФМР (раздел 2.1). Измерения проводились на частоте  $f_0 = 2.274 \text{ ГГц}$  с локальных участков размером  $1 \text{ мм}^2$  с шагом 1 мм вдоль центральной оси  $x$  пленки, совпадающей с ОЛН, наведенной внешним полем магнитной анизотропии  $H_u$ . В качестве примера на рисунке 2.6 для трех локальных участков ТМП с  $\alpha = 7.6^\circ$ ,  $8.3^\circ$  и  $9.0^\circ$  маркерами изображены экспериментальные угловые зависимости поля ФМР. Представленные зависимости  $H_R(\varphi_H)$  демонстрируют сильное влияние угла осаждения  $\alpha$  на величину и направление ОЛН одноосной магнитной анизотропии. Более того, при определенных углах  $\alpha$  меняется и сам характер анизотропии.

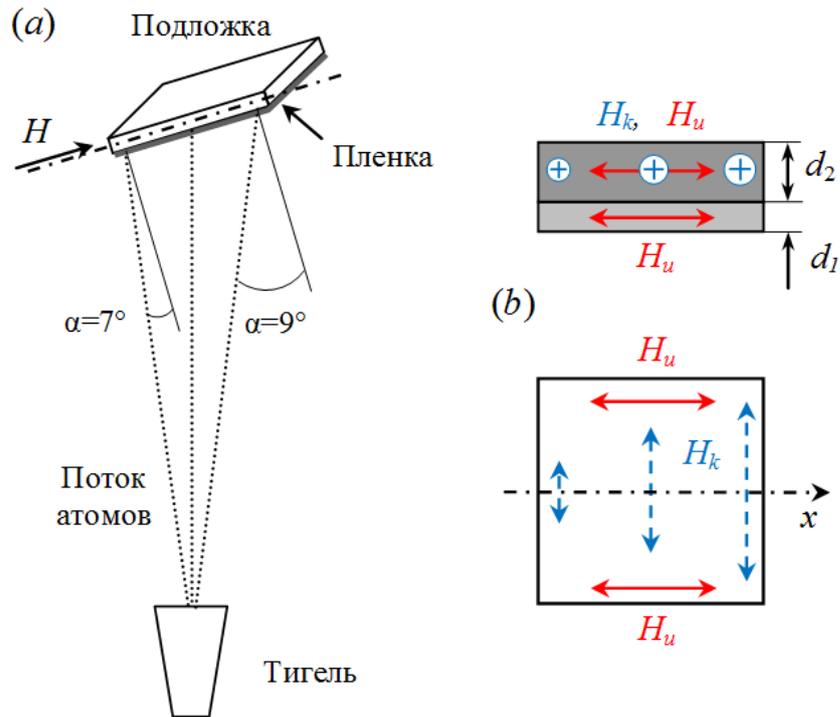


Рисунок 2.5 – Схема осаждения ТМП – (a) и ее двухслойная теоретическая модель – (b)

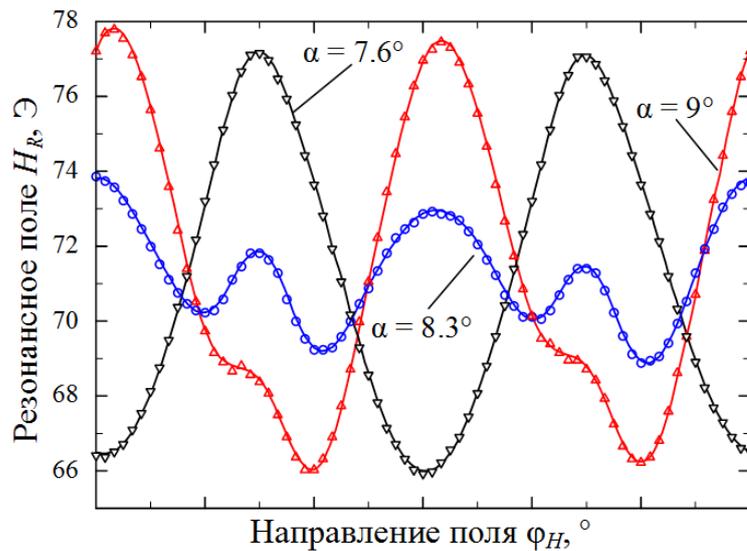


Рисунок 2.6 – Угловые зависимости поля ФМР  $H_R(\varphi_H)$  для трех локальных участков с координатами  $x=-2$  мм ( $\alpha=7.6^\circ$ ), 1 мм ( $\alpha=8.3^\circ$ ) и 4 мм ( $\alpha=9.0^\circ$ ) относительно центра ТМП. Маркеры – эксперимент, линии – теоретический расчет

### 2.3.2.2 Апробация методики и обсуждение результатов

Для анализа и интерпретации экспериментальных зависимостей  $H_R(\varphi_H)$  с помощью разработанной в разделе 2.2 методики были определены значения эффективных пара-

метров планарной магнитной анизотропии (2.11). Как видно из рисунка 2.6, на котором аппроксимирующие теоретические кривые  $H_R(\varphi_H)$  показаны сплошными линиями, выражение (2.11) достаточно хорошо описывает анизотропные свойства наклонно осажденного в магнитном поле образца тонкой пленки. Экспериментальные значения эффективных параметров ( $H_{am} = m^2 A_m / M_s$  и  $\varphi_m$ ) анизотропии второго, четвертого и шестого порядка для локальных участков пленки вдоль оси  $x$  представлены на рисунке 2.7 маркерами.

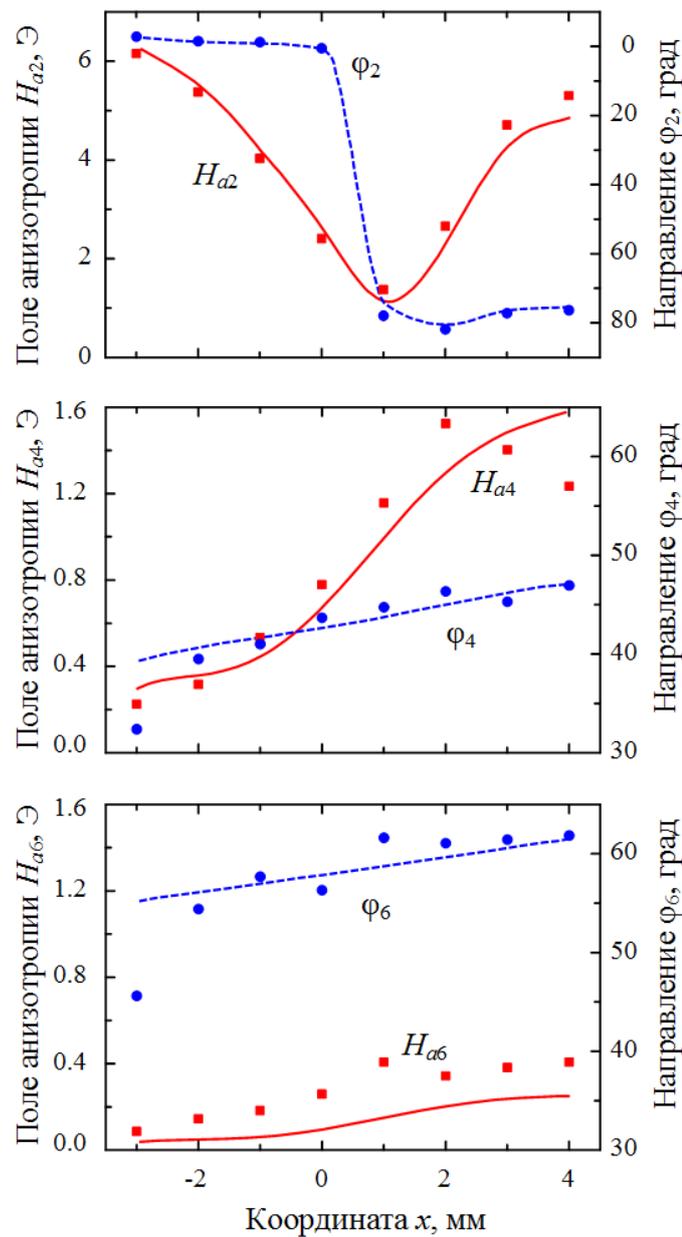


Рисунок 2.7 – Значения эффективных параметров планарной магнитной анизотропии ( $H_{am}$  и  $\varphi_m$ , для  $m = 2, 4, 6$ ) локальных участков ТМП вдоль оси  $x$ . Маркеры – эксперимент, линии – результаты микромагнитного моделирования модели двухслойной пленки

Наблюдаемое на рисунке 2.7 изменение величины  $H_{a2}(x)$  и направления  $\varphi_2(x)$  поля одноосной магнитной анизотропии (второго порядка) вдоль оси  $x$  ТМП демонстрируют «конкуренцию» двух механизмов, участвующих в формировании результирующей (суммарной) анизотропии. Действительно, помимо наведенной внешним полем одноосной магнитной анизотропии с постоянным для всей ТМП значением  $H_u$ , дополнительным источником результирующей анизотропии является одноосная магнитная анизотропия  $H_k$ , величина которой прямо пропорциональна (глава 6) углу осаждения частиц  $\alpha$  и, следовательно, координате  $x$ . Поскольку направления осей легкого намагничивания для  $H_u$  и  $H_k$  при изготовлении ТМП были выбраны ортогонально друг другу, то результирующее значение поля одноосной анизотропии<sup>3</sup> определяется их разностью, а результирующее направление ОЛН – направлением преобладающей анизотропии.

Так, для участков ТМП с координатами  $x < 1$  мм наведенная внешним полем анизотропия преобладает ( $H_u > H_k$ ), а результирующее поле  $H_{a2}(x) = H_u - H_k(x)$  линейно уменьшается с ростом  $x$ . При этом ОЛН  $\varphi_2 \approx 1.5^\circ$  практически совпадает с осью  $x$ , вдоль которого было приложено магнитное поле  $H$  во время осаждения ТМП (рисунок 2.5, а). При угле  $\alpha$  около  $8.3^\circ$  ( $x = 1$  мм) результирующая одноосная анизотропия имеет минимальное значение, что свидетельствует о том, что наведенные полем и наклонным осаждением анизотропии практически компенсируют друг друга в этой области образца. Для больших углов  $\alpha$  ( $x > 1$  мм) наклонное осаждение становится доминирующим источником анизотропии, что приводит к резкому развороту  $\varphi_2$  примерно на  $80^\circ$  в направлении ОЛН наклонно индуцированной анизотропии  $H_k$ , а также к росту эффективного поля  $H_{a2}(x) = H_k(x) - H_u$  с ростом  $x$ . Следует отметить, что подобный эффект компенсации одноосной анизотропии рассмотрен в разделе 5.1, где представлены результаты исследования магнитных неоднородностей ТМП под воздействием упругих напряжений.

Помимо одноосной (с  $m = 2$ ) анизотропии значительное влияние на магнитное поведение ТМП оказывают составляющие анизотропии четвертого и шестого порядка (рисунок 2.7), что свойственно, как правило, только монокристаллическим образцам. Наличие составляющих  $H_{a4}$  и  $H_{a6}$  может указывать на то, что пленка состоит из слоев или областей, связанных обменным взаимодействием и отличающихся друг от друга магнитными параметрами [105, 106]. В работах [107–109] было экспериментально обнару-

<sup>3</sup> Чтобы убедиться в этом, можно воспользоваться выражением (5.11) из 5 главы, в которой необходимо заменить  $H_\sigma$  на  $H_k$

жено и теоретически подтверждено, что двухслойные системы с ортогонально ориентированной одноосной анизотропией в отдельных слоях демонстрируют эффективную магнитную анизотропию четвертого порядка. Как показано в шестой главе, наклонное осаждение из-за эффекта «затенения» приводит к неоднородному распределению магнитных частиц по толщине пленки. Причем плотность ТМП нелинейно убывает по направлению от подложки к ее поверхности. Поэтому в рамках допустимого приближения наклонно осажденную ТМП можно рассматривать как двухслойную структуру с эффективными усредненными параметрами отдельных слоев (рисунок 2.5, *b*). Предположим, что нижний слой ТМП толщиной  $d_1$  однороден и магнитная анизотропия, связанная с неоднородной морфологией из-за наклонного осаждения частиц, отсутствует. Будем считать, что в отличие от нижнего слоя, в верхнем неоднородном слое толщиной  $d_2$  магнитная анизотропия, обусловленная наклонным осаждением, характеризуется усредненными параметрами  $H_k$  и  $\varphi_k$ . Для всего объема двухслойной ТМП для простоты также примем, что константа обменного взаимодействия  $A$ , намагниченность насыщения  $M_s$ , а также параметры наведенной внешним магнитным полем магнитной анизотропии  $H_u$  и  $\varphi_u$  постоянны и характеризуются некоторыми усредненными значениями.

Для подтверждения выдвинутой гипотезы в рамках рассмотренной модели с помощью микромагнитного моделирования (глава 3) были исследованы характеристики двухслойной пленки. Так же, как и в эксперименте, эффективные параметры планарной магнитной анизотропии определялись из угловых зависимостей поля ФМР  $H_R(\varphi_H)$ , полученных микромагнитным расчетом. В расчетах использовались следующие оптимальные параметры теоретической модели: толщина нижнего слоя  $d_1 = 12.2$  нм ( $d_1/d = 0.2$ ), константа обмена  $A = 0.025 \times 10^6$  эрг/см, намагниченность насыщения  $M_s = 734$  Гс, параметр затухания  $\alpha = 0.0062$ , а наведенная полем  $H$  одноосная анизотропия  $H_u = 14.4$  Э и  $\varphi_u = -2.07^\circ$ . Оптимальные значения параметров наведенной наклонным осаждением анизотропии в зависимости от координаты  $x$  представлены на рисунке 2.8. На рисунке 2.7 линиями показаны полученные микромагнитным моделированием зависимости эффективных параметров магнитной анизотропии второго, четвертого и шестого порядка от координаты локального участка ТМП. Хорошее совпадение численных и экспериментальных результатов подтверждает применимость двухслойной модели для объяснения формирования магнитной анизотропии высших порядков в ТМП, полученной наклонным осаждением во внешнем магнитном поле.

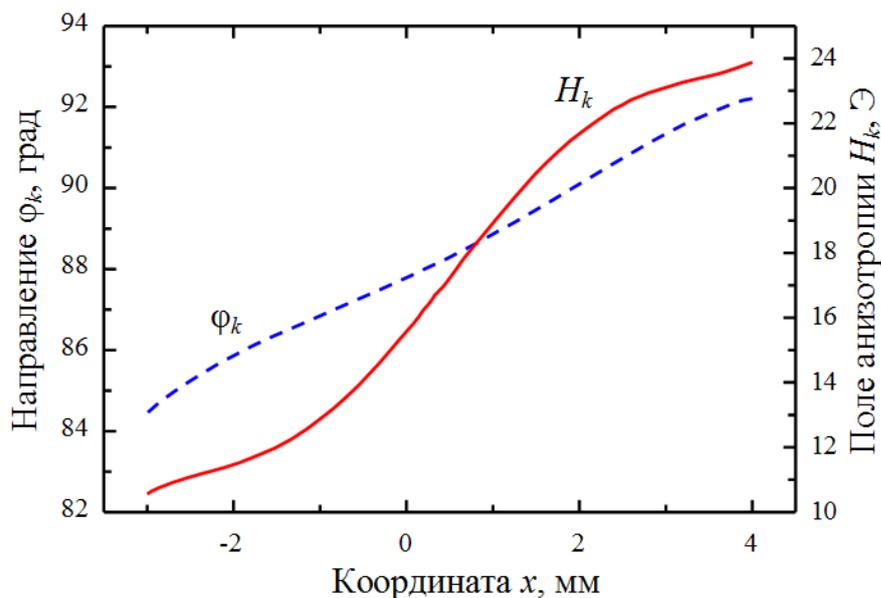


Рисунок 2.8 – Оптимальные (подгоночные) параметры магнитной анизотропии, навешенной наклонным осаждением, в зависимости от координаты локального участка ТМП

## 2.4 Выводы

Среди различных радиофизических методов исследования магнитных материалов метод ФМР является одним из наиболее чувствительных и распространенных. Он позволяет изучать не только магнитную анизотропию и динамику намагниченности материалов, но и, помимо всего прочего, измерять важнейший показатель их качества – ширину линии ФМР. Для проведения экспериментальных исследований локальных и интегральных магнитных характеристик тонких пленок в ИФ СО РАН были разработаны два уникальных спектрометра ФМР. Это сканирующий спектрометр ФМР, который для фиксированной частоты в диапазоне 0.1–6 ГГц позволяет с высокой точностью измерять полевые спектры ферромагнитного резонанса с локальных участков тонких пленок площадью 0.08–0.8 мм<sup>2</sup>. А также широкополосный спектрометр ФМР, который для фиксированного значения внешнего поля позволяет с высокой точностью измерять частотные спектры магнитной проницаемости экспериментальных образцов в диапазоне 0.1–9.5 ГГц. Основные экспериментальные результаты диссертационной работы были получены благодаря высокой чувствительности и точности этих приборов.

Несмотря на то, что метод ФМР является известным и хорошо развитым экспериментальным методом, широко применяемым на практике, при анализе и обработке экс-

периментальных данных приходится сталкиваться с рядом проблем, от решения которых напрямую зависит точность и достоверность получаемых результатов. В частности, для глубокого понимания связи между структурой и магнитными свойствами тонких пленок требуется точное определение различных вкладов магнитной анизотропии, природа которых, как правило, значительно разнообразнее, чем в объемных материалах. При решении этой задачи на первое место выходит проблема достоверности и обоснованности используемой при анализе экспериментальных данных аналитической модели пленки, а также вычислительные ограничения методов ее расчета и алгоритмов определения параметров модели.

В данной главе рассмотрен общий подход к решению такого рода проблем. В частности, предложен способ решения системы двух связанных нелинейных уравнений, описывающих условие равновесия намагниченности и условие ФМР однородно намагниченной в плоскости пленки. Показано, что решение этой задачи сводится к двум нелинейным уравнениям, одно из которых является независимым. Последовательное решение этих уравнений позволяет рассчитывать значения резонансных полей для любых параметров магнитной анизотропии. Также разработана феноменологическая модель ТМП, описывающая планарную магнитную анизотропию в виде разложения в ряд Фурье по азимутальному углу намагниченности. Показано, что такая «общая» модель наиболее подходит для изучения свойств пленок, магнитная анизотропия которых обусловлена суперпозицией анизотропных вкладов различной природы.

На основе предложенного способа решения системы нелинейных уравнений для условия равновесия и условия ФМР, а также заданного вида целевой функции оптимизационной задачи, реализована методика определения из измеренных угловых зависимостей резонансного поля параметров теоретической модели. Продемонстрировано, что методика позволяет с высокой точностью определять параметры теоретической модели, в том числе из экспериментальных угловых зависимостей, имеющих несколько значений резонансных полей при определенных углах внешнего поля. Кроме того, показано, что с помощью предложенной методики помимо параметров магнитной анизотропии и эффективной намагниченности насыщения можно одновременно определить полярный и азимутальный углы разориентации кристаллографической плоскости подложки эпитаксиальных пленок. Методика реализована в виде программы для ЭВМ, входящей состав программного обеспечения сканирующего спектрометра ФМР.

### **ГЛАВА 3. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК**

Развитие численных методов микромагнитного моделирования и значительный рост вычислительной мощности современных компьютеров открывают новые возможности в изучении свойств магнитных материалов. Микромагнитное моделирование в настоящее время занимает промежуточное положение между теорией и экспериментом. При этом оно является особенно эффективным, а во многих случаях – единственно возможным инструментом изучения физики реальных объектов, когда практически невозможно получить аналитическое решение задачи и существуют большие технические трудности в реализации эксперимента.

Нанокристаллические материалы являются одними из самых сложных объектов с точки зрения численного микромагнитного моделирования. Из-за случайного характера распределения магнитной анизотропии в отдельных кристаллитах изучение процессов перемагничивания и динамики намагниченности таких неоднородных сред возможно лишь статистически. Поэтому для получения достоверных и релевантных результатов моделирования в численной модели необходимо учитывать большое (статистически значимое) количество нанокристаллитов. Это накладывает ряд дополнительных требований к производительности и эффективности используемых при моделировании методов и алгоритмов расчета.

В данной главе рассмотрены разработанные численные методы и программа для ЭВМ, которые в равной степени могут быть использованы для изучения статических и динамических свойств как однородных, так и неоднородных ферромагнитных объектов произвольной формы и объема. Однако основной акцент сделан на изучении и анализе возможностей этих методов, прежде всего в решении задач, связанных с перемагничиванием и динамикой намагниченности в нанокристаллических тонких пленках. В первой части приведено описание эффективного подхода для расчета равновесного распределения намагниченности в дискретной микромагнитной модели ферромагнетика, основанного на методе неопределенных множителей Лагранжа. Проанализированы проблемы сходимости итерационного процесса и устойчивости полученного решения. Рассмотрены численные процедуры, позволяющие не только существенно уменьшить объем затрачи-

ваемой оперативной памяти ЭВМ, но и значительно ускорить процесс вычислений. Показан пример расчета петель гистерезиса для магнитомягких нанокристаллических материалов.

Во второй части главы рассмотрены два численных метода, наиболее подходящих для расчета динамики намагниченности нанокристаллических материалов. Первый основан на представлении и поиске решения системы линеаризованных дифференциальных уравнений Ландау – Лифшица в виде разложения по собственным векторам нормальных мод колебаний намагниченности. Второй основан на использовании неопределенных коэффициентов для решения системы линеаризованных дифференциальных уравнений Ландау – Лифшица. Для сравнительного анализа и оценки эффективности рассмотренных методов во второй части дополнительно представлены полученные с их помощью результаты численного моделирования высокочастотной магнитной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок. Рассмотрены достоинства и недостатки методов, а также особенности применения методов на практике.

В третьей части приводится краткое описание архитектуры и основных компонентов программы для ЭВМ «MultiLayers», разработанной на основе представленных в данной главе численных методов. Программа предназначена для проведения численных экспериментов по изучению магнитной микроструктуры, петель магнитного гистерезиса, а также высокочастотных свойств как однослойных, так и многослойных магнитных нано- и гетероструктур на основе разработанной микромагнитной модели.

Материалы данной главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора (приложение А): А17, А19, А33–А37, А56, А58, А60.

### **3.1 Микромагнитный расчет равновесного состояния ферромагнетика на основе метода множителей Лагранжа**

В рамках микромагнитной модели решение ряда задач приводит к важной проблеме определения равновесного состояния или равновесной конфигурации распределения магнитных моментов в исследуемом объекте. К числу таких задач относятся задачи исследования статических магнитных характеристик сред, например, изучение доменной структуры [110] или петель гистерезиса при перемагничивании образцов [111]. А также задачи исследования их динамических свойств, например, определение нормальных мод

магнитных колебаний наночастиц [112, 113] или расчет спектра поглощения спин-волнового резонанса [114]. Известно несколько различных подходов, позволяющих определить равновесную конфигурацию магнитных моментов [115], каждый из которых, как правило, ориентирован на решение определенного класса задач. Например, подход, основанный на интегрировании методом Рунге – Кутты системы дифференциальных уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта для каждой последующей конфигурации магнитных моментов, начиная со случайно заданной. Этот подход является наиболее общим, и он реализован в таких известных пакетах по микромагнитному моделированию, как *OOMMF* [116] и *magpar* [117], в которых можно изучать статические и динамические свойства системы. Несмотря на это, данный подход для определения равновесного состояния обладает рядом вычислительных недостатков. Во-первых, у него сравнительно низкая скорость, поскольку при получении конечного распределения магнитных моментов происходит вычисление всей эволюции магнитной системы во времени. Во-вторых, в вычислительном алгоритме необходимо предпринимать специальные меры для сохранения величины дипольных моментов постоянной [118].

Следующий подход, позволяющий получить конфигурации магнитных моментов, достаточно близкие к основному равновесному состоянию системы, основан на методе Монте-Карло [110]. Однако в нем требуются большие затраты машинного времени уже при относительно небольшом количестве диполей в модели. Еще один подход основан на минимизации функционала энергии рассматриваемой системы различными методами, например, методом релаксации или градиентного спуска [119]. Наличие большого числа метастабильных состояний и нелинейности системы приводят к тому, что вычислительные процедуры крайне неустойчивы, могут иметь плохую сходимость или даже расходиться. Применение этого подхода также ограничено рассмотрением моделей с относительно небольшим количеством дискретных элементов.

Хорошие результаты по определению равновесной конфигурации магнитного состояния комплекса частиц дает подход, основанный на релаксации системы в соответствии с поведением ее внутренних эффективных магнитных полей, действующих на каждый диполь. Для этого последовательно или в случайном порядке рассчитывается локальное поле на определенном магнитном диполе и в соответствии с действующими силами устанавливается его новое положение. Вычисления продолжаются до тех пор, пока не стабилизируются положения всех магнитных моментов. В большинстве случаев

этот метод является более надежным и наиболее быстрым, однако возможны ситуации закливания итерационных вычислений при возникновении скачков между двумя неустойчивыми состояниями [115]. Рассмотренный в данном разделе метод, по сути, является обобщением последнего подхода. При этом метод лишен многих недостатков, например, возможного закливания вычислений. Кроме того, поставленная задача определения равновесного состояния магнитных моментов сводится к задаче линейной алгебры, что, в свою очередь, позволяет применять эффективные численные методы для большого числа взаимодействующих диполей, в том числе использование разреженных матриц и параллельных вычислений при решении больших задач на многопроцессорных станциях [120–123].

### 3.1.1 Постановка задачи

Микромагнетизм – это классическая феноменологическая теория, которая не ставит своей целью объяснение природы спонтанной намагниченности, магнитной анизотропии и других эффектов, присущих магнитоупорядоченным веществам. Такое объяснение можно дать только на микроскопическом квантово-механическом уровне. В теории микромагнетизма эти эффекты постулируются и учитываются соответствующим образом записанными выражениями для свободной энергии. Эта теория ставит своей задачей найти, исходя только из выражения свободной энергии и общего уравнения движения намагниченности, зависимость намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  от координаты и времени [124].

Возможность такой феноменологической теории основывается на том, что в результате обменного взаимодействия направление спинов на соседних узлах решетки может изменяться лишь на малый угол. Поэтому можно аппроксимировать углы, характеризующие направления спинов, непрерывными функциями координат совершенно аналогично замене индивидуальных атомных масс непрерывной плотностью массы в механике: суммы по узлам решетки заменяются интегралами по объему. Искомой величиной становится вектор намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ , компоненты которого непрерывно меняются в пространстве и времени. Экспериментально установлено, что в ферромагнитном образце при заданной температуре ниже точки Кюри величина  $|\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)| = M_s$  является постоянной и не зависит от пространственных координат, если образец находится в сравнительно небольшом постоянном магнитном поле.

Согласно феноменологической теории, используемой в микромагнетизме, свободная энергия  $F$  ферромагнитного тела с конфигурацией намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  в большинстве случаев может быть записана как сумма энергии внешнего постоянного поля  $\mathbf{H}$  (энергии Зеемана), энергии обменного взаимодействия (обменной жесткости), энергии размагничивающего поля (или магнитостатической энергии), а также энергии магнитной анизотропии [124]

$$F = \int_V \left[ -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M} + \frac{A}{M_s^2} (\nabla \mathbf{M})^2 - \frac{1}{2} \mathbf{H}^m \cdot \mathbf{M} - \frac{K_u}{M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n})^2 - \frac{K}{M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{l})^2 \right] dV. \quad (3.1)$$

Параметры ферромагнитного образца заданы константой обменной жесткости  $A$ , намагниченностью насыщения  $M_s$ , константой одноосной магнитной анизотропии  $K_u$ , единичным вектором  $\mathbf{n}$ , совпадающим с направлением оси легкого намагничивания. Помимо общей для всего образца одноосной анизотропии с константой  $K_u$ , в выражении (3.1) для описания свойств нанокристаллических материалов дополнительно учитывается энергия одноосной локальной магнитной анизотропии  $K$  со случайным направлением в кристаллитах осей легкого намагничивания  $\mathbf{l} = \mathbf{l}(\mathbf{r})$ . Входящее в (3.1) поле размагничивания  $\mathbf{H}^m$  определяется из условий магнитостатического приближения уравнений Максвелла  $\text{rot}(\mathbf{H}^m) = 0$  и  $\text{div}(\mathbf{H}^m) = -4\pi \text{div}(\mathbf{M})$ . При этом интегрирование распространяется на весь объем образца  $V$ .

Размагничивающее поле обусловлено наличием объемных и поверхностных «магнитных зарядов» в образце, и для заданной конфигурации намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  может быть вычислено интегрированием по всем магнитным полям элементарных диполей, на которые всегда можно разбить объект. С учетом обозначения  $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ , поле размагничивания может быть записано в виде

$$\mathbf{H}^m(\mathbf{M}, \mathbf{r}) = \int_V \left[ \frac{3(\boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}'))\boldsymbol{\rho}}{\rho^5} - \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{\rho^3} \right] dV', \quad (3.2)$$

а также может быть выражено через симметричный тензор, описывающий магнитостатическое (магнитодипольное) взаимодействие  $G^m \in \mathbf{R}^{3 \times 3}$  [125]

$$\mathbf{H}^m(\mathbf{M}, \mathbf{r}) = \int_V G^m(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{M}(\mathbf{r}') dV'. \quad (3.3)$$

При микромагнитном моделировании не всегда требуется включать в функционал свободной энергии все члены, записанные в (3.1). Например, при изучении изотропных ферромагнетиков энергию анизотропии можно не учитывать. Или в случае однородно намагниченных тел энергия обменного взаимодействия обращается в нуль. В то же время учет или не учет какого-либо члена энергии сильно сказывается на вычислительных возможностях алгоритма. Необходимо различать два важных случая.

*Локальное взаимодействие.* Составляющие энергии, включая обмен, анизотропию и энергию Зеемана, описывают локальный (в пространстве) характер взаимодействия. Это означает, что локальное изменение намагниченности влияет на соответствующее поле лишь вблизи точки, где это изменение произошло.

*Дальнодействующее взаимодействие.* С другой стороны, магнитостатическая энергия по определению описывается дальнодействующим взаимодействием. Поэтому любое локальное изменение намагниченности приводит к глобальному изменению  $\mathbf{H}^m$ , что делает решение задачи серьезной проблемой, главным образом из-за большого количества требуемых вычислений.

Для того чтобы найти равновесное распределение намагниченности, необходимо минимизировать полную энергию ферромагнетика (3.1) при условии, что абсолютное значение намагниченности является постоянной величиной  $\mathbf{M}^2(\mathbf{r}) = M_s^2$ . Это нелинейное ограничение вместе с нелокальностью магнитостатического взаимодействия приводит к довольно сложной задаче минимизации, которая может быть аналитически решена только для некоторых простых случаев, таких как, например, вычисление критического поля перемагничивания в однородно намагниченных эллипсоидальных частицах или бесконечных цилиндрах [124]. Поэтому фактически во всех практически важных случаях решение этой задачи возможно только численными методами.

### 3.1.2 Дискретная модель ферромагнетика

При решении микромагнитных задач, как правило, используют два основных метода дискретизации исследуемого объекта: метод конечных разностей и метод конечных элементов. При этом выбор метода дискретизации не тривиален и зависит от многих факторов. В настоящее время нет единой точки зрения, какой из методов лучше для численного решения задач теории микромагнетизма. В данной работе выбор был сделан в

пользу конечно-разностного метода, который по сравнению с методом конечных элементов хуже подходит для аппроксимации искривленных поверхностей образцов, но в то же время обладает более высоким быстродействием при расчете размагничивающего поля [126].

В случае пространственной дискретизации методом конечных разностей ферромагнетик представляется дискретной средой, состоящей из  $N$  одинаковых (объемом  $V_0 = \Delta x \Delta y \Delta z$ ) прямоугольных параллелепипедов с образующими  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ , параллельными координатным осям. Предполагается, что в пределах каждой ячейки намагниченность однородна и описывается вектором  $\mathbf{M}_i = (M_i^{(x)}, M_i^{(y)}, M_i^{(z)})$ , где  $i=1, \dots, N$ . Здесь и далее в главе используется следующая индексация векторных и тензорных величин: нижний индекс указывает на определенный дискретный элемент системы, в то время как верхний (в круглых скобках) – на соответствующую компоненту данной величины. С учетом обозначения  $J = A/d^2$  (где  $d^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2$  – квадрат расстояния между соседними дискретными элементами) функционал свободной энергии (3.1) будет иметь вид

$$F = -V_0 \sum_{i=1}^N \left[ \mathbf{H}_i \mathbf{M}_i - \frac{J}{M_s^2} \sum_{j=1}^{N_i} (1 - \mathbf{M}_i \mathbf{M}_j) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \mathbf{M}_i G_{ij}^m \mathbf{M}_j + \frac{K_u}{M_s^2} (\mathbf{M}_i \mathbf{n})^2 + \frac{K_i}{M_s^2} (\mathbf{M}_i \mathbf{l}_i)^2 \right]. \quad (3.4)$$

Здесь  $J$  – постоянная обменного взаимодействия (при этом второй знак суммы по  $j$  в обменной энергии распространяется только на ближайших  $N_i$  соседей  $i$ -го дискретного элемента),  $K_i$  – константа локальной одноосной магнитной анизотропии, а  $\mathbf{l}_i$  – единичный вектор, совпадающий с направлением оси легкого намагничивания в соответствующей дискретной ячейке.

Энергия размагничивающего поля, обусловленная магнитостатическим взаимодействием между  $i$ -м и  $j$ -м дискретными элементами, описывается симметричным тензором

$$G_{ij}^m \equiv G^m(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \begin{bmatrix} G_{ij}^{m(xx)} & G_{ij}^{m(xy)} & G_{ij}^{m(xz)} \\ G_{ij}^{m(xy)} & G_{ij}^{m(yy)} & G_{ij}^{m(yz)} \\ G_{ij}^{m(xz)} & G_{ij}^{m(yz)} & G_{ij}^{m(zz)} \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

Для вычисления его компонент обычно пользуются либо приближением, основанным на учете взаимодействия пары точечных магнитных диполей [120]

$$G_{ij}^m = -\frac{V_0}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \left[ E - \frac{3}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \mathbf{r}_{ij} \otimes \mathbf{r}_{ij} \right], \quad (3.6)$$

где  $E$  – единичная матрица размером  $3 \times 3$ ,  $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$  – вектор расстояния между  $i$  и  $j$  диполями, а знак  $\otimes$  обозначает тензорное произведение, либо точным аналитическим выражением, полученным в работе [125], которое с точки зрения вычислений более трудоемкое.

По аналогии с тензором магнитостатического взаимодействия  $G_{ij}^m$  можно дополнительно ввести симметричные тензоры, описывающие обменное взаимодействие  $G_{ij}^e \in \mathbf{R}^{3 \times 3}$ , общую для всей пленки одноосную магнитную анизотропию  $G_{ij}^u \in \mathbf{R}^{3 \times 3}$  и случайную одноосную магнитную анизотропию  $G_{ij}^k \in \mathbf{R}^{3 \times 3}$ , элементы которых определяются следующими выражениями

$$G_{ij}^e = \frac{2J}{M_s^2} E \text{ (для соседних } i \text{ и } j), G_{ij}^u = \frac{2K_u}{M_s^2} \mathbf{n}_i \otimes \mathbf{n}_j \delta_{ij}, G_{ij}^k = \frac{2K_i}{M_s^2} \mathbf{l}_i \otimes \mathbf{l}_j \delta_{ij}, \quad (3.7)$$

где  $\delta_{ij}$  обозначает символ Кронекера. Обозначая суммарный тензор взаимодействия между  $i$ -м и  $j$ -м дискретными элементами как  $G_{ij} = G_{ij}^e + G_{ij}^m + G_{ij}^u + G_{ij}^k$ , выражение для свободной энергии (3.4) с точностью до членов, не зависящих от  $\mathbf{M}_i$ , может быть представлено в виде

$$F = -V_0 \sum_{i=1}^N \left[ \mathbf{H}_i \mathbf{M}_i + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \mathbf{M}_i G_{ij} \mathbf{M}_j \right]. \quad (3.8)$$

Данное выражение удобно записать в компактной матричной форме

$$F(G, x, b) = -V_0 \left( \frac{1}{2} x^T G x + b^T x \right), \quad (3.9)$$

где симметричная матрица  $G = (G_{ij}) \in \mathbf{R}^{3N \times 3N}$ ,  $x = (\mathbf{M}_i) \in \mathbf{R}^{3N \times 1}$ ,  $b = (\mathbf{H}_i) \in \mathbf{R}^{3N \times 1}$ , а префикс « $T$ » означает транспонирование. Таким образом, моделируемая среда описывается обобщенной матрицей  $G$ , значения элементов которой характеризуют только магнитные свойства самой среды и не зависят ни от внешних условий, заданных вектором  $b$ , ни от распределения в ней намагниченности, заданного вектором  $x$ .

### 3.1.3 Определение равновесного состояния

Условием равновесия намагниченности в ферромагнитной среде является стационарность (минимум) свободной энергии (3.8), т. е. равенство нулю ее вариации  $\delta F(\mathbf{M}_1, \dots, \mathbf{M}_N) = 0$ , при заданном ограничении  $\mathbf{M}_i^2 = M_s^2$  ( $i=1, \dots, N$ ). Несложно показать, что этот функционал ограничен снизу, поэтому среди всех его минимумов имеется абсолютный. Прочие же локальные минимумы соответствуют метастабильным состояниям намагниченности. Как известно, относительная устойчивость метастабильных состояний функционала (3.8) приводит к магнитному гистерезису, т. е. к зависимости состояния системы от ее предыстории. Используя метод неопределенных множителей Лагранжа [127], необходимое условие равновесия может быть записано в виде системы уравнений

$$\frac{\delta}{\delta \mathbf{M}_i} \left[ F + V_0 \frac{v_i}{2} \mathbf{M}_i^2 \right] = 0, \quad (3.10)$$

где  $i=1, \dots, N$ ;  $v_i$  – постоянные множители Лагранжа, а  $\delta/\delta \mathbf{M}_i$  – вариационная производная, которая в нашем случае равна  $\partial/\partial \mathbf{M}_i$ . Вводя эффективное локальное магнитное поле

$$\mathbf{H}_i^{eff} = -\frac{1}{V_0} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}_i}, \quad (3.11)$$

получаем систему уравнений, которой должно удовлетворять любое равновесное распределение вектора  $\mathbf{M}_0$  в ферромагнитной среде

$$\mathbf{H}_i^{eff}(\mathbf{M}_{01}, \dots, \mathbf{M}_{0N}) = v_i \mathbf{M}_{0i} \quad (i=1, \dots, N). \quad (3.12)$$

Физический смысл последних уравнений заключается в том, что в состоянии равновесия каждый магнитный момент  $\mathbf{M}_{0i}$  совпадает по направлению с эффективным локальным магнитным полем, создаваемым как внешним полем, так и эффективными полями, обусловленными анизотропией, обменным и магнитостатическим взаимодействием дискретных элементов, входящих в состав рассматриваемой системы. Коэффициент пропорциональности  $v_i$  при этом обеспечивает постоянство длины магнитного момента.

Заметим, что входящие в выражение для свободной энергии (3.4) члены, учитывающие различные виды взаимодействия (за исключением энергии Зеемана), являются

квадратичными формами относительно  $\mathbf{M}_i$ , а поэтому система уравнений (3.12) является линейной. При этом связанный с наличием внешнего магнитного поля линейный член в (3.4), приводит к тому, что эта система становится неоднородной.

Эффективное локальное магнитное поле с учетом (3.11) принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_i^{eff}(\mathbf{M}_1, \dots, \mathbf{M}_N) &= \mathbf{H}_i + \mathbf{H}_i^e + \mathbf{H}_i^m + \mathbf{H}_i^u + \mathbf{H}_i^k = \\ &= \mathbf{H}_i + \sum_{j=1}^N (G_{ij}^e + G_{ij}^m + G_{ij}^u + G_{ij}^k) \mathbf{M}_j = \mathbf{H}_i + \sum_{j=1}^N G_{ij} \mathbf{M}_j. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Если ввести диагональную матрицу  $D = \text{diag}(v_1, v_1, v_1, v_2, v_2, \dots, v_{3N})$ , состоящую из неопределенных множителей Лагранжа, то систему (3.12) можем записать в матричном виде

$$Gx - Dx = -b. \quad (3.14)$$

Следует отметить, что уравнения (3.12) и (3.14) автоматически не обеспечивают устойчивость равновесного распределения вектора  $\mathbf{M}_0$ . Для этого необходимо, чтобы вторая вариация функционала свободной энергии (3.4) была больше нуля. Или

$$\frac{\delta^2}{\delta \mathbf{M}_k^2} \left[ F + V_0 \frac{v_k}{2} \mathbf{M}_k^2 \right] > 0. \quad (3.15)$$

Это неравенство позволяет сформулировать следующее условие устойчивости равновесного состояния: для полученного на основании уравнений (3.12) распределения  $\mathbf{M}_0$  матрица  $C = G - D$  должна быть положительно определенной.

### 3.1.4 Алгоритм расчета

Для решения матричного уравнения (3.14) использовался численный алгоритм, представляющий собой модификацию степенного метода, используемого в линейной алгебре при решении частичной проблемы собственных значений [128]. Чтобы продемонстрировать его, сначала перепишем (3.14) в виде  $Dx = Gx + b$ . Обозначая  $y = Dx$ , запишем следующую итерационную схему

$$\begin{aligned} y_{i+1} &= Gx_i + b, \\ x_{i+1} &= D_{i+1}^{-1} y_{i+1}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Коэффициенты диагональной матрицы  $D_{i+1}^{-1}$  являются нормирующими множителями для  $x$  и подбираются таким образом, чтобы выполнялось условие нормировки  $|\mathbf{M}| = M_s$ . Вычисления прекращались, если максимальное отклонение элементов вектора  $x$  не превышало заданное значение.

С физической точки зрения данный алгоритм основан на релаксации системы в соответствии с внутренними эффективными магнитными полями, действующими на каждый магнитный момент. Для текущего распределения намагниченности  $x_i$  вычисляется эффективное локальное поле  $y_{i+1}$ , и в направлении действующей силы устанавливается новое распределение  $x_{i+1}$ .

Проблема, с которой приходится сталкиваться при реализации данного алгоритма, это заикливание итераций при вычислении, сопровождающееся скачками между двумя неустойчивыми состояниями. Можно показать, что необходимым условием сходимости (в том числе отсутствия заикливания) этого итерационного процесса является положительная определенность матрицы  $G$ . В нашем случае этого всегда можно добиться, если вместо матричного уравнения (3.14) решать уравнение  $G'x - D'x = -b$ , где  $G' = G + \xi E$ ,  $D' = D + \xi E$ , а  $E$  – единичная матрица. Выбрав подходящим образом  $\xi > 0$  (например, как  $\xi = -\lambda_{\min}$ , где  $\lambda_{\min}$  – минимальное собственное число матрицы  $G$ ), получим положительно определенную матрицу  $G'$ . С физической точки зрения такое преобразование означает увеличение энергии системы (3.4) на постоянную величину  $VM_s^2 \xi$ , которая не зависит от распределения намагниченности  $\mathbf{M}_i$ . Поэтому эта добавка не влияет на определение равновесного состояния.

Полученное решение  $x_0$ , отвечающее равновесному распределению намагниченности  $\mathbf{M}_0$ , необходимо проверить на устойчивость. Если распределению  $x_0$  соответствует диагональная матрица нормировочных коэффициентов (множителей Лагранжа)  $D_0'$ , то, как уже было показано, необходимым условием устойчивости полученного решения является положительная определенность матрицы  $C = G' - D_0'$ . Если  $\lambda_c$  – минимальное собственное число матрицы  $C$ , а  $z_c$  – соответствующий ему собственный вектор, то условие устойчивости полученного решения можно записать как  $\lambda_c > 0$ . Если это условие не выполняется, распределение намагниченности неустойчиво, а вектор  $z_c$  определяет направление релаксации системы.

### 3.1.5 Ускоряющие процедуры

Подавляющая часть машинного времени при анализе любой микромагнитной модели необходима для вычисления поля или энергии размагничивания. Вычисление этого поля для одной ячейки требует суммирования вкладов по всем другим ячейкам (3.2). Поэтому в простом алгоритме требуется  $O(N)$  операций для каждой ячейки (где  $N$  – общее количество ячеек), а для всей системы –  $O(N^2)$  операций. Для вычисления других составляющих эффективного поля требуется порядка  $O(N)$  операций на одну итерацию для всего объема ферромагнетика. Поэтому очень важно рассмотреть методы, позволяющие ускорить процесс вычисления поля размагничивания.

#### 3.1.5.1 Усечение радиуса магнитостатического взаимодействия

В силу дальнедействующей природы, присущей магнитостатическому взаимодействию, матрица  $G^m = (G_{ij}^m) \in \mathbf{R}^{3N \times 3N}$  будет плотной, в отличие от матриц, отвечающих обменному взаимодействию  $G^e = (G_{ij}^e) \in \mathbf{R}^{3N \times 3N}$  и магнитной анизотропии  $G^u = (G_{ij}^u) \in \mathbf{R}^{3N \times 3N}$ ,  $G^k = (G_{ij}^k) \in \mathbf{R}^{3N \times 3N}$ , у которых в соответствии с (3.7) лишь относительно небольшое число элементов будет отлично от нуля. Однако в ряде случаев при моделировании магнитных сред радиус магнитостатического взаимодействия можно ограничить и учитывать влияние только некоторого небольшого количества соседних дискретных элементов, попадающих в усеченную область [120]. В результате матрица  $G^m$  и, как следствие, обобщенная матрица взаимодействий  $G$  будут ленточными, и большая часть их элементов станет нулями. Это дает возможность при реализации программ численного моделирования использовать стандартные математические библиотеки линейной алгебры, в которых реализована поддержка работы с разреженными матрицами. В этом случае число операций и количество элементов, требующих хранения в оперативной памяти, будет порядка  $O(kN)$ , где  $k$  – количество лент матрицы  $G$ , определяемое радиусом магнитостатического взаимодействия.

Вопрос, когда такая аппроксимация является допустимой, очень важен. Неполный учет магнитостатического взаимодействия приводит к недостоверным результатам. В случае объемных трехмерных объектов при вычислении поля размагничивания магнитное диполь-дипольное взаимодействие в соответствии с (3.2) убывает обратно пропор-

ционально третьей степени расстояния между дискретными элементами, т. е. как  $\rho^{-3}$ . В то же время, если элемент объема трехмерного тела в сферических координатах  $dV \sim \rho^2 d\rho$  подставить в (3.2), интегрирование, очевидно, приведет к логарифмической зависимости поля размагничивания  $\sim \ln(\rho)$ . Это означает, что поле магнитного диполя, убывающее с расстоянием как  $\rho^{-3}$ , компенсируется за счет роста числа диполей, пропорционального  $\rho^3$ . Поэтому вклады от всех ячеек, независимо от расстояния между ними, являются одинаково существенными и в общем случае должны быть учтены.

При исследовании одномерных и двумерных магнитных структур, например, таких как нанонити, нанопроволоки, двумерные массивы наночастиц, тонкопленочные нано- и гетероструктуры, такое приближение оказывается оправданным. Элемент объема  $dV$  для одномерных и двумерных структур будет пропорционален  $d\rho$  и  $\rho d\rho$  соответственно, что приведет к зависимости размагничивающего поля от  $\rho$  как  $\sim \rho^{-2}$  и  $\sim \rho^{-1}$ . Это дает нам возможность при решении микромагнитных задач ограничить радиус магнитостатического взаимодействия, что приведет к значительному сокращению времени расчета и уменьшению объема требуемой оперативной памяти. Эффективность и правомерность такого приближения исследовались в работе [120] при изучении магнитной микроструктуры и процессов перемагничивания в тонких нанокристаллических пленках со случайным разбросом осей анизотропии в дискретных ячейках.

В случае трехмерных объектов, как было уже отмечено, усечение радиуса магнитостатического взаимодействия недопустимо, поэтому необходимо использовать другие подходящие методы при расчете размагничивающего поля. Одним из наиболее удачных решений является подход, основанный на методе быстрого преобразования Фурье [129, 130], рассмотренный в следующем разделе.

### 3.1.5.2 Использование метода быстрого преобразования Фурье

Возможность существенно ускорить критическую часть расчета поля размагничивания состоит в применении алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ). В случае, если сетка дискретизации была выбрана трансляционно инвариантной (регулярной), то матричные элементы  $G_{ij}^m \equiv G^m(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$  зависят только от вектора разности между центрами ячеек  $i$  и  $j$ . В самом деле, размагничивающее поле в  $i$  ячейке

$$\mathbf{H}_i^m = \sum_j G_{ij}^m \mathbf{M}_j \quad (3.17)$$

представляет собой дискретный аналог свертки (3.3), где произведение  $G^m(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\mathbf{M}(\mathbf{r}')dV'$  определяет поле размагничивания, создаваемое в точке  $\mathbf{r}$  элементарным магнитным моментом, расположенным в точке  $\mathbf{r}'$ . Дискретная свертка (3.17) может быть вычислена с помощью дискретного преобразования Фурье, которое очень эффективно может быть реализовано известным алгоритмом, называемым быстрым преобразованием Фурье. Фактически с помощью преобразования Фурье свертка в пространственно-временной области может быть преобразована в скалярное произведение в частотной области.

Реализация этой, на первый взгляд, простой идеи осложняется из-за условий, накладываемых теоремой о свертке. Первое условие требует, чтобы конфигурация намагниченности была пространственно-периодической функцией. Второе условие требует, чтобы функция магнитостатического взаимодействия имела конечный радиус действия или, по крайней мере, могла быть «усечена» на некотором конечном расстоянии.

Концептуально самый простой способ разрешить эти трудности для конечных (ограниченных) систем известен. А именно, можно рассмотреть пространственно-периодическую систему, состоящую из бесконечного числа абсолютно одинаковых копий исследуемой системы, разделенных областями того же самого размера, но с нулевой намагниченностью. Такой подход часто используется в радиотехнике при обработке непериодических сигналов. В результате обеспечивается не только пространственная периодичность изучаемой системы, но и отсутствие взаимодействия между различными копиями системы. Следовательно, все свойства этой искусственной периодической структуры полностью определяются взаимодействиями в пределах отдельной копии, являющейся изначально объектом исследования. Таким образом, оба условия теоремы о свертке выполнены, что дает нам возможность использовать ее для вычисления размагничивающего поля.

Например, если изучаемый образец разбивается на  $N = n_x n_y n_z$  прямоугольных параллелепипедов с образующими, параллельными координатным осям, с  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  ячеек вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , соответственно, то размеры дополненной нулями сетки дискретизации в каждом направлении будут равны  $2n_x$ ,  $2n_y$ ,  $2n_z$ . Заметим, что каждая ячейка в простран-

стве может быть также однозначно определена посредством трех индексов  $i, j, k$  вдоль соответствующих осей  $x, y, z$ . Тогда дискретную свертку (3.17) можно представить

$$\mathbf{H}_{i,j,k}^m = \sum_{i',j',k'} G_{i-i',j-j',k-k'}^m \mathbf{M}_{i',j',k'}^m, \quad (3.18)$$

а свертка, например,  $x$  компоненты  $\mathbf{H}_{i,j,k}^m$  может быть записана как

$$H_{i,j,k}^{m(x)} = \sum_{i',j',k'} \left( G_{i-i',j-j',k-k'}^{m(xx)} M_{i',j',k'}^{(x)} + G_{i-i',j-j',k-k'}^{m(xy)} M_{i',j',k'}^{(y)} + G_{i-i',j-j',k-k'}^{m(xz)} M_{i',j',k'}^{(z)} \right). \quad (3.19)$$

Если обозначить пространственные координаты как  $\alpha, \beta = \{x, y, z\}$ , то в общем виде свертка компонент поля размагничивания будет иметь вид

$$H_{i,j,k}^{m(\alpha)} = \sum_{i',j',k'} \sum_{\beta}^{\{x,y,z\}} G_{i-i',j-j',k-k'}^{m(\alpha\beta)} M_{i',j',k'}^{(\beta)}, \quad (3.20)$$

или в компактной матричной форме

$$H^{m(\alpha)} = \sum_{\beta}^{\{x,y,z\}} G^{m(\alpha\beta)} M^{(\beta)}, \quad (3.21)$$

где векторы  $H^{m(\alpha)}, M^{(\beta)} \in \mathbf{R}^{8N \times 1}$ , а симметричная матрица  $G^{m(\alpha\beta)} \in \mathbf{R}^{8N \times 8N}$ . Дискретное преобразование Фурье  $\hat{H}^{m(\alpha)} \in \mathbf{C}^{8N \times 1}$  вектора  $H^{m(\alpha)}$  может быть выражено как

$$\hat{H}^{m(\alpha)} = \sum_{i=1}^{2n_x-1} \sum_{j=1}^{2n_y-1} \sum_{k=1}^{2n_z-1} H_{i,j,k}^{m(\alpha)} \exp \left[ 2\pi i_m \left( \frac{k_x i}{2n_x} + \frac{k_y j}{2n_y} + \frac{k_z k}{2n_z} \right) \right], \quad (3.22)$$

где  $i_m$  - мнимая единица, и  $k_x, k_y, k_z$  – переменные пространственной частоты. Аналогичные выражения могут быть записаны для  $\hat{M}^{(\beta)} \in \mathbf{C}^{8N \times 1}$  и  $\hat{G}^{m(\alpha\beta)} \in \mathbf{C}^{8N \times 8N}$ . Тогда, в соответствии с теоремой о свертке, выражение (3.21) может быть записано в частотной области как скалярное произведение двух векторов

$$\hat{H}^{m(\alpha)}(k_x, k_y, k_z) = \sum_{\beta}^{\{x,y,z\}} \hat{G}^{m(\alpha\beta)}(k_x, k_y, k_z) \hat{M}^{(\beta)}(k_x, k_y, k_z). \quad (3.23)$$

В свою очередь  $\alpha$ -компонента  $\mathbf{H}^m$  ( $\alpha = \{x, y, z\}$ ) может быть получена обратным преобразованием Фурье выражения (3.23).

В результате требуемые вычислительные затраты на определение размагничивающего поля можно обобщить в следующих пунктах.

1. На стадии предварительной обработки моделирования должны быть определены и сохранены в памяти шесть из девяти (в силу симметрии) Фурье-образов  $\hat{G}^{m(\alpha\beta)}$  матриц магнитостатического взаимодействия  $G^{m(\alpha\beta)}$  ( $\alpha, \beta = \{x, y, z\}$ ).

2. При расчете размагничивающего поля на каждой итерации необходимо методом БПФ вычислить шесть преобразований: три связанные с вектором намагниченности, а именно  $\hat{M}^{(x)}$ ,  $\hat{M}^{(y)}$ ,  $\hat{M}^{(z)}$ , а также три обратных преобразования компонентов размагничивающего поля  $\hat{H}^{m(x)}$ ,  $\hat{H}^{m(y)}$ ,  $\hat{H}^{m(z)}$ , полученных в частотной области с помощью (3.23).

Использование метода БПФ для определения размагничивающего поля приводит к числу операций порядка  $O(M \log N)$ . Это позволяет значительно снизить вычислительную трудоемкость по сравнению с прямым методом расчета поля по формуле (3.17), для реализации которого требуется  $O(N^2)$  операций. Кроме того, использование метода БПФ приводит к существенному уменьшению объема требуемой памяти, так как вместо хранения элементов матрицы магнитостатического взаимодействия  $G^m$ , число которых составляет  $(3N)^2$ , требуется хранение только  $6 \times 2^3 \times N$  элементов Фурье-образов  $\hat{G}^{m(\alpha\beta)}$ .

### 3.1.6 Пример расчета петель гистерезиса для магнитомягких нанокристаллических материалов

Разработанный подход к определению основного состояния дискретной модели ферромагнетика позволяет не только находить равновесное распределение магнитных моментов для любых заданных параметров исследуемой структуры, но и изучать процессы ее перемагничивания. В качестве примера были рассчитаны петли гистерезиса для массивных (трехмерных), тонкопленочных (двумерных) и одномерных магнитомягких нанокристаллических материалов [50]. Как было показано в разделе 1.4, для описания магнитных свойств таких материалов широкое распространение получила модель случайной анизотропии Альбена, справедливость которой подтверждается результатами многих экспериментальных работ. Согласно этой модели в нанокристаллических материалах, когда размер кристаллитов  $D_0$  не превышает длину обменных корреляций  $L_{ex}$  ( $\sim 100$  нм), обменное взаимодействие между ними приводит к усреднению случайной

анизотропии отдельных кристаллитов и, как следствие, к значительному снижению коэрцитивной силы и росту магнитной проницаемости среды. В разделе 1.4 показано, что для объемных массивных образцов коэрцитивная сила возрастает пропорционально шестой степени размера кристаллитов  $H_c \propto D_0^6$ . Для двумерных тонких пленок эта зависимость уже имеет вид  $H_c \propto D_0^2$ , а для одномерных нанопроволок –  $H_c \propto D_0^{2/3}$ .

Для проверки этих соотношений на основе предложенной выше дискретной модели ферромагнетика и алгоритмов ее расчета было выполнено моделирование процессов перемагничивания магнитомягких нанокристаллических материалов. Моделирование проводилось для одномерных, двумерных и трехмерных магнитных систем плотноупакованных наночастиц со случайным распределением осей одноосной анизотропии, с числом частиц  $16384 \times 1 \times 1$ ,  $256 \times 256 \times 1$ ,  $64 \times 64 \times 64$  соответственно. Размер наночастиц варьировался от 1 до 1000 нм. Магнитные параметры соответствовали нанокристаллическому сплаву  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ , намагниченность насыщения которого  $4\pi M_s = 12$  кГс (1.2 Тл), константа обмена  $A = 1 \times 10^{-6}$  эрг/см ( $1 \times 10^{-11}$  Дж/м), а поле одноосной анизотропии  $H_k = 2K/M_s = 171.7$  Э ( $K = 8200$  Дж/м<sup>3</sup>) [48]. Как известно, в модели Альбена не учитывается магнитостатическое взаимодействие частиц, поэтому для чистоты эксперимента в расчетах оно также не учитывалось.

На рисунке 3.1 представлены результаты расчета зависимостей коэрцитивной силы от размера нанокристаллитов, причем белые точки соответствуют случаю одномерной, треугольники – двумерной, а синие точки – трехмерной магнитным системам. Видно, что при значениях размера зерна более 100 нм поведение коэрцитивной силы не зависит от размерности модели, при этом величина коэрцитивной силы практически не изменяется. В этом случае размеры частиц существенно больше длины обмена  $L_0$  (раздел 1.4), поэтому взаимодействие между зернами практически отсутствует. При уменьшении  $D_0 < 100$  нм начинается «подавление» магнитокристаллической анизотропии, и коэрцитивная сила быстро падает. Аппроксимация зависимостей на этих участках функцией  $f(D_0) = aD_0^p$  дает следующие значения показателя степени: для одномерных систем  $p = 0.67$ , для двумерных  $p = 1.95$ , для трехмерных  $p = 6.11$ , что хорошо согласуется с рассчитанными по модели Альбена. При значениях размера кристаллитов более 100 нм поведение коэрцитивной силы расчетной модели отличается от экспериментально наблюдаемой зависимости  $1/D_0$ . Это связано с тем, что в расчетах (так же, как и в модели

Альбена) не учитывалось магнитостатическое взаимодействие, которое при таких размерах нанокристаллитов становится преобладающим.

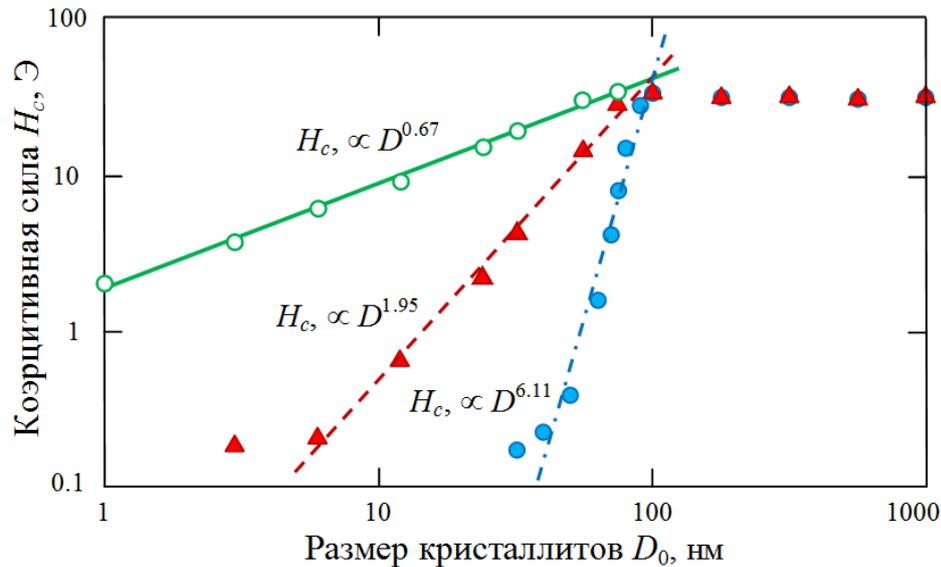


Рисунок 3.1 – Зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  от размера нанокристаллитов  $D_0$  для одномерных (белые точки), двумерных (треугольники) и трехмерных (синие точки) магнитных систем со случайным распределением ОЛН

Следует отметить, что размер рассматриваемой одномерной системы для всего диапазона используемых в расчетах  $D_0$ , значительно превышал эффективный радиус обменной корреляции  $L_{ex}$  (раздел 1.4) в отличие от исследуемых двумерных и трехмерных систем, для которых при малых значениях размера кристаллитов  $L_{ex}$  становилось больше физических размеров изучаемой системы. Это приводило к неполному усреднению магнитокристаллической анизотропии и, как следствие, к отклонению зависимости  $H_c(D_0)$  от предсказанной теоретически.

На рисунке 3.2 (a) представлены петли гистерезиса изучаемых систем для  $D_0 = 100$  нм, а на рисунке 3.2 (b) – для  $D_0 < 100$  нм. Видно, что при близких значениях коэрцитивной силы размеры нанокристаллитов существенно отличаются для систем различной размерности:  $D_0 = 3$  нм, 32 нм и 70 нм соответственно для одномерной, двумерной и трехмерной систем.

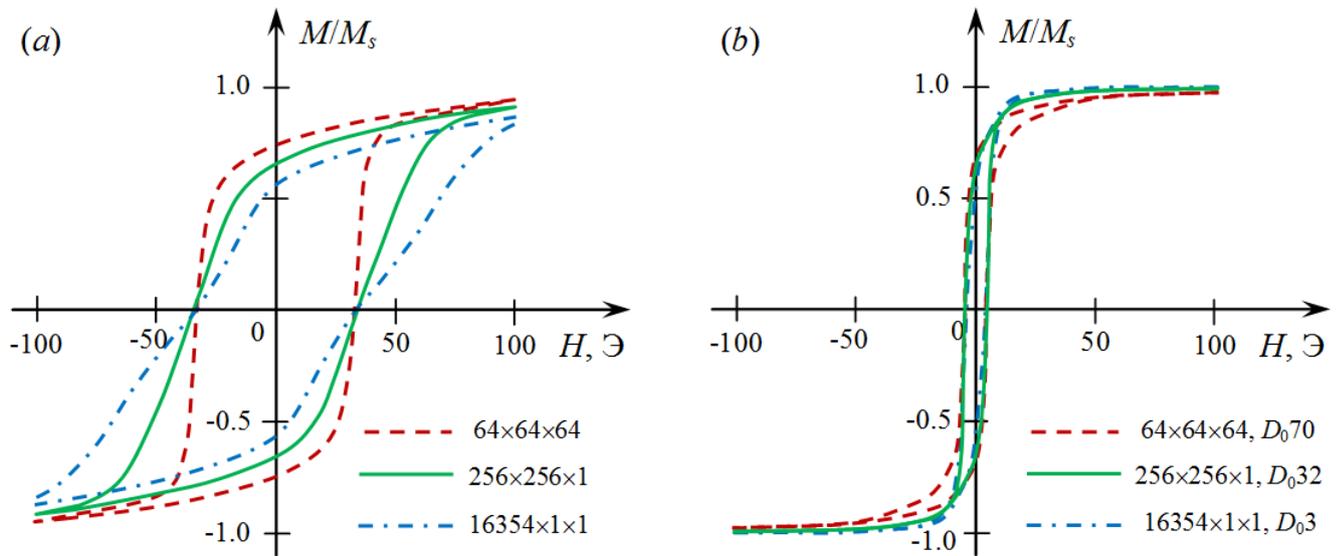


Рисунок 3.2 – Петли гистерезиса одномерных (штрихпунктирные), двумерных (сплошные) и трехмерных (штриховые линии) систем со случайным распределением ОЛН.  
(a) –  $D_0 = 100$  нм, (b) –  $D_0 = 3$  нм, 32 нм, 70 нм

### 3.2 Микромагнитный расчет нормальных магнитных мод колебаний намагниченности и спектра поглощения ферромагнетика

Как известно, характеристики СВЧ-устройств, использующих магнитные материалы в качестве активных сред, сильно зависят от спектра собственных колебаний намагниченности, который, в свою очередь, определяется многими факторами, в том числе структурой и формой образцов. Однако изучение динамики намагниченности под воздействием высокочастотных и постоянных магнитных полей очень важно также для выяснения природы и условий возникновения различных мод колебаний в сложных магнитных структурах [131, 132]. При решении таких задач используются как аналитические, так и численные методы. Аналитические методы основаны либо на решении классического уравнения Уокера [133, 134], описывающего динамические вариации магнитостатического потенциала в однородно намагниченном образце, либо на использовании тензорных функций Грина [135, 136]. При этом, как правило, аналитическое решение можно получить лишь в случае однородного внутреннего магнитного поля в исследуемых объектах, поэтому образцы должны иметь сферическую или эллипсоидальную форму. С учетом этого в ряде работ были получены точные аналитические ре-

шения для некоторых объектов, в частности, для сфероида, бесконечных пластины и цилиндра [81].

Получить решение с требуемой точностью для магнитных образцов «сложной» формы позволяют численные методы на основе теории микромагнетизма [124], которые активно развиваются в последние годы. В работах [137, 138] для определения собственных частот и собственных мод колебаний намагниченности было предложено использовать стандартные программы, изначально разработанные для определения основного состояния намагниченности в образце. При решении был использован Фурье анализ отклика магнитной системы, связанный с динамикой выбранных компонентов намагниченности, на импульс приложенного внешнего поля. Основные трудности такого подхода – сложность формирования подходящего импульса поля, так как в силу нелинейности среды при больших амплитудах колебаний нормальные моды становятся связанными, а это не позволяет отделить их друг от друга.

В последние годы для решения этой задачи разработаны численные методы [112, 114, 139], уже получившие широкое распространение. Они основаны на линеаризации уравнения Ландау – Лифшица для случая малых колебаний намагниченности относительно основного состояния, решение которого сводится к стандартной задаче на собственные векторы и собственные значения. Эта идея реализована в [122, 140] (раздел 3.2.2), где описан подход к вычислению нормальных мод колебаний намагниченности и спектра спин-волнового поглощения с использованием разработанной ранее дискретной модели изучаемого объекта [120, 121, 141] (раздел 3.1).

В нанокристаллических магнитных материалах из-за флуктуации внутреннего магнитного поля спектр магнитных колебаний намагниченности, возбуждаемый однородным переменным магнитным полем, становится практически непрерывным. Поэтому при изучении их высокочастотных свойств, как правило, нельзя ограничиваться рассмотрением отдельных составляющих этого спектра, поскольку это приводит к значительным ошибкам. Расчет же полного спектра модели нанокристаллического ферромагнетика с большим количеством дискретных элементов методом собственных векторов и собственных значений в большинстве случаев становится невозможным из-за резкого возрастания требуемого объема оперативной памяти ЭВМ и времени расчета. В работе [123] было показано, что использование метода неопределенных коэффициентов (раз-

дел 3.2.3) становится наиболее предпочтительным при моделировании высокочастотных свойств реальных нанокристаллических материалов (раздел 3.2.4).

### 3.2.1 Линеаризация уравнения Ландау – Лифшица

Для реализации численных алгоритмов расчета динамики намагниченности ферромагнетика удобно использовать непосредственно уравнение Ландау – Лифшица (1.1a), а не его модификацию, т. е. уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта (1.1b). В рамках дискретной модели, описание которой представлено в разделе 3.1.2, уравнение (1.1a), описывающее динамику намагниченности  $i$ -й ячейки ( $i=1, \dots, N$ ), имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i^{eff}] - \gamma \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_i \times [\mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i^{eff}]. \quad (3.24)$$

Здесь первый член описывает прецессию намагниченности вокруг локального эффективного магнитного поля (3.13), второй описывает затухание в системе,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – параметр затухания.

Уравнение (3.24) является нелинейным, поэтому для его решения, как правило, используют метод последовательных приближений [81]. Разделив намагниченность и эффективное магнитное поле на статическую и динамическую части, решение ищут в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_i &= \mathbf{M}_{0i} + \mathbf{m}_i(t), \\ \mathbf{H}_i^{eff} &= \mathbf{H}_{0i}^{eff} + \mathbf{h}_i^{eff}(t), \end{aligned} \quad (3.25)$$

где  $\mathbf{M}_{0i}$  – равновесная намагниченность  $i$ -й ячейки, которая, как показано в разделе 3.1.3, может быть определена из системы линейных неоднородных уравнений с неопределенными множителями Лагранжа  $v_i$  (3.12). При этом статическая и динамическая части эффективного поля определяются в соответствии с (3.12–3.13) как

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{0i}^{eff} &= \sum_{j=1}^N G_{ij} \mathbf{M}_{0j} + \mathbf{H}_0 = v_i \mathbf{M}_{0i}, \\ \mathbf{h}_i^{eff}(t) &= \sum_{j=1}^N G_{ij} \mathbf{m}_j(t) + \mathbf{h}_i^{rf}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

При малых значениях амплитуды внешнего высокочастотного поля  $\mathbf{h}_i^{rf}(t)$  – случае, наиболее часто встречающемся на практике – получаем условия малых колебаний  $|\mathbf{m}_i(t)| \ll |\mathbf{M}_{0i}|$  и  $|\mathbf{h}_i^{eff}(t)| \ll |\mathbf{H}_{0i}^{eff}|$ , а с учетом следующих обозначений

$$\Lambda(\mathbf{M}_{0i}) \equiv \begin{pmatrix} 0 & -M_{0i}^{(z)} & M_{0i}^{(y)} \\ M_{0i}^{(z)} & 0 & -M_{0i}^{(x)} \\ -M_{0i}^{(y)} & M_{0i}^{(x)} & 0 \end{pmatrix}, \quad N_i = -\gamma \left( \Lambda(\mathbf{M}_{0i}) + \frac{\alpha}{M_s} (\Lambda(\mathbf{M}_{0i}))^2 \right), \quad (3.27)$$

$$B_{ij} = N_i (G_{ij} - v_i \delta_{ij} E)$$

уравнение движения (3.24) в линейном приближении будет иметь вид

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^N B_{ij} \mathbf{m}_j + N_i \mathbf{h}_i^{rf}. \quad (3.28)$$

Полученная система уравнений составляет основу разрабатываемых методов расчета динамических свойств ферромагнитных сред. В данной главе рассмотрим следующие два.

### 3.2.2 Решение системы уравнений Ландау – Лифшица методом собственных значений и собственных векторов

Известным решением системы (3.28) является метод, который сводится к стандартной задаче на собственные вектора  $\mathbf{V}_m$  и собственные значения  $\lambda_m$  матрицы  $B = (B_{ij}) \in \mathbf{R}^{3N \times 3N}$  [112, 114, 122, 139, 140]. При таком подходе общее решение системы (3.28) может быть записано в виде разложения по линейно-независимым собственным векторам нормальных магнитных мод колебаний

$$\mathbf{m}_j(t) = \sum_{m=1}^M c_m(t) \mathbf{V}_{mj} \quad (j=1,2,\dots,N), \quad (3.29)$$

где  $\mathbf{V}_m = [\mathbf{V}_{m1}; \mathbf{V}_{m2}; \dots; \mathbf{V}_{mN}]$ , а  $\mathbf{V}_{m1}; \mathbf{V}_{m2}; \dots; \mathbf{V}_{mN}$  – амплитуды колебаний намагниченности в каждой ячейке на частоте  $m$ -й моды,  $M$  – число учитываемых в расчете мод ( $M \leq 2N$ ). В установившемся режиме величина  $c_m(t)$  при условии возбуждения ферромагнитной системы однородным переменным магнитным полем  $\mathbf{h}^{rf}(t) = \mathbf{h}_0 e^{-i\omega t}$  с частотой  $\omega$  описывается выражением [122]

$$c(t) = \frac{\sum_{i=1}^N \mathbf{U}_{mi} N_i \mathbf{h}_0}{-(\lambda_m + i\omega)} e^{-i\omega t} = -i \frac{(\mathbf{w}_m \cdot \mathbf{h}_0)}{\omega_m - \omega + i\Delta\omega_m} e^{-i\omega t}. \quad (3.30)$$

Входящие в (3.30) векторы  $\mathbf{U}_m = [\mathbf{U}_{m1}; \mathbf{U}_{m2}; \dots; \mathbf{U}_{mN}]$  определяются из условия  $U = (V^T \cdot V)^{-1} V^T$  (здесь префикс «Т» означает транспонирование, а «-1» – обратную матрицу), где  $U = (U_{mi}) \in \mathbf{C}^{M \times 3N}$ , а  $V = (V_{mj}) \in \mathbf{C}^{M \times 3N}$ . При этом собственное значение  $m$ -й моды является комплексной величиной, которая связана с резонансной частотой  $\omega_m$  и затуханием  $\Delta\omega_m$  моды выражением  $\lambda_m = \Delta\omega_m - i\omega_m$ .

Условием возбуждения  $m$ -й моды колебаний намагниченности является неравенство нулю так называемого «интеграла возбуждения», стоящего в числителе (3.30). При однородном внешнем поле  $\mathbf{h}_0$  «интеграл возбуждения» может быть представлен в виде скалярного произведения вектора  $\mathbf{h}_0$  и вектора  $\mathbf{w}_m = \sum_{i=1}^N \mathbf{U}_{mi} N_i$ , модуль которого  $A_m = |\mathbf{w}_m|$  характеризует амплитуду однородного возбуждения моды.

Усреднение  $\mathbf{m}_j(t)$  по объему  $V$  приводит к

$$\mathbf{m}(t) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \mathbf{m}_j = -i \sum_{m=1}^M \frac{\mathbf{v}_m \otimes \mathbf{w}_m}{\omega_m - \omega + i\Delta\omega_m} \mathbf{h}_0 e^{-i\omega t}, \text{ где } \mathbf{v}_m = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \mathbf{v}_{mj}. \quad (3.31)$$

Из которого напрямую вытекает выражение для тензора высокочастотной восприимчивости

$$\tilde{\chi} = -i \sum_{m=1}^M \frac{\mathbf{v}_m \otimes \mathbf{w}_m}{\omega_m - \omega + i\Delta\omega_m}. \quad (3.32)$$

### 3.2.3 Решение системы уравнений Ландау – Лифшица методом неопределенных коэффициентов

Другим, более простым, является метод [142–145], которой с помощью подстановки  $\mathbf{m}_i(t) = \mathbf{m}_{0i} e^{-i\omega t}$  и  $\mathbf{h}_i^{rf}(t) = \mathbf{h}_{0i} e^{-i\omega t}$  сводит систему дифференциальных уравнений (3.28) к системе линейных неоднородных уравнений

$$-i\omega \mathbf{m}_{0i} = \sum_{j=1}^N B_{ij} \mathbf{m}_{0j} + N_i \mathbf{h}_{0i}, \quad (3.33)$$

последующее решение которой осуществляется стандартными численными методами линейной алгебры. Например, итерационными методами сопряженных градиентов или минимальных невязок. Но здесь следует сделать одно очень важное замечание. В силу накладываемых ограничений  $|\mathbf{M}_i| = M_s$  из общего числа уравнений (3.33), равного  $3N$ ,

только  $2N$  являются линейно-независимыми. Это обстоятельство позволяет уменьшить число неизвестных с  $3N$  до  $2N$ . Для этого, в частности, в каждой дискретной ячейке можно перейти к системе координат, ось  $z$  которой совпадает с равновесным направлением намагниченности в ней. Тогда переход в новую систему координат и обратно будет осуществляться парой взаимно обратных преобразований  $\mathbf{m}'_{0i} = T_i \mathbf{m}_{0i}$ ;  $\mathbf{m}_{0i} = T_i^T \mathbf{m}'_{0i}$ ;  $\mathbf{h}'_{0i} = T_i \mathbf{h}_{0i}$ , где матрица преобразования  $T_i$  имеет вид с учетом того, что азимутальный и нормальный углы вектора  $\mathbf{M}_{0i}$  равны соответственно  $\varphi_i$  и  $\theta_i$

$$T_i = \begin{bmatrix} \cos\theta_i \cos\varphi_i & \cos\theta_i \sin\varphi_i & -\sin\theta_i \\ -\sin\varphi_i & \cos\varphi_i & 0 \\ \sin\theta_i \cos\varphi_i & \sin\theta_i \sin\varphi_i & \cos\theta_i \end{bmatrix}. \quad (3.34)$$

При переходе в новой системе координат к двумерной задаче, т. е. ограничиваясь рассмотрением только  $x$  и  $y$  компонент у векторных и тензорных величин, имеем

$$N' = N'_i = T_i N_i T_i^T = \gamma M_s \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ -1 & \alpha \end{bmatrix}, \quad L' = (N')^{-1} = \frac{1}{\gamma M_s (1 + \alpha^2)} \begin{bmatrix} \alpha & -1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}. \quad (3.35)$$

При этом уравнение (3.33) приобретает вид

$$\sum_{j=1}^N A'_{ij} \mathbf{m}'_{0j} = -\mathbf{h}'_{0i}, \quad (3.36)$$

где  $A'_{ij} = G'_{ij} - v_i \delta_{ij} E + i\omega \delta_{ij} L'$ .

Систему (3.36) удобно записать в компактной матричной форме  $Ax=b$ , где  $A = (A'_{ij}) \in \mathbf{C}^{2N \times 2N}$ ,  $x = (\mathbf{m}'_{0j}) \in \mathbf{C}^{2N \times 1}$ ,  $b = (-\mathbf{h}'_{0i}) \in \mathbf{C}^{2N \times 1}$ . Ее решение с последующим переходом в систему координат, связанную с моделируемой пленкой посредством обратного преобразования  $\mathbf{m}_{0i} = T_i^T \mathbf{m}'_{0i}$ , определяет решение (3.33).

Таким образом, для заданного поля возбуждения  $\mathbf{h}_{0k}$  и заданной угловой частоты  $\omega$  использование метода позволяет найти значения динамической намагниченности  $\mathbf{m}_{0i}(\omega)$ . Рассматривая ортогональный базис векторов возбуждения  $(\mathbf{h}_{0i}^{(1)}, \mathbf{h}_{0i}^{(2)}, \mathbf{h}_{0i}^{(3)})$  и реакцию магнитной системы на них  $(\mathbf{m}_{0i}^{(1)}, \mathbf{m}_{0i}^{(2)}, \mathbf{m}_{0i}^{(3)})$ , локальный тензор высокочастотной восприимчивости будет определяться формулой [146]

$$\chi_i^{(\alpha\beta)} = \frac{\mathbf{m}_{0i}^{(\alpha)} \cdot \mathbf{h}_{0i}^{(\beta)}}{|\mathbf{h}_{0i}^{(\alpha)}| |\mathbf{h}_{0i}^{(\beta)}|}, \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3) \quad (3.37)$$

а тензор динамической восприимчивости, усредненный по всему объему, выражением

$$\chi^{(\alpha\beta)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \chi_i^{(\alpha\beta)} \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3). \quad (3.38)$$

Следует отметить, что рассмотренные здесь методы позволяют проводить исследования динамики намагниченности не только в нанокристаллических материалах, но и в любых других ферромагнитных объектах любой заданной формы, в том числе и в многослойных пленочных структурах.

### 3.2.4 Пример численного моделирования динамики намагниченности в нанокристаллических тонких магнитных пленках

Описанные в разделах 3.2.2 и 3.2.3 методы были применены для расчета высокочастотной магнитной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок. Метод, основанный на представлении решения в виде разложения по собственным векторам нормальных магнитных мод колебаний, для краткости далее будем называть «Метод 1» и обозначать на рисунках как «M1». В то время как численную реализацию метода неопределенных коэффициентов для решения системы уравнений Ландау – Лифшица будем идентифицировать соответственно как «Метод 2», или «M2».

Численные исследования проводились на пленках, представляющих собой монослои плотноупакованных наночастиц со случайным распределением в пространстве осей анизотропии, с числом частиц  $128 \times 128 \times 1$  и  $1024 \times 1024 \times 1$ . Размер наночастиц  $D_0$  совпадал с размером дискретных ячеек и варьировался от 12 до 100 нм. Для устранения краевых эффектов, связанных с неоднородностью внутреннего магнитного поля в образцах конечных размеров, использовались двумерные периодические граничные условия для обменного и магнитостатического взаимодействия [147]. Для определенности, так же, как и в разделе 3.1.6, магнитные параметры исследуемых образцов были выбраны в соответствии с хорошо известным нанокристаллическим сплавом  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  [48], намагниченность насыщения которого  $4\pi M_s = 12$  кГс (1.2 Тл), константа обмена  $A = 1 \times 10^{-6}$  эрг/см ( $1 \times 10^{-11}$  Дж/м), поле локальной одноосной анизотропии  $H_k = 2K/M_s = 171.7$  Э ( $K = 8200$  Дж/м<sup>3</sup>). Во всех расчетах использовалось одно и то же

случайное распределение осей анизотропии, а для облегчения анализа результатов общая для всей пленки магнитная анизотропия  $K_u$  не учитывалась. Внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$ , равное 94.744 Э (7.54 кА/м), было приложено в плоскости пленки вдоль оси  $x$ , а планарное переменное однородное поле  $\mathbf{h}_0$  было направлено ортогонально  $\mathbf{H}$  вдоль  $y$ . Параметр затухания  $\alpha = 0.005$ .

Исследования были направлены на вычисление частотной зависимости усредненной скалярной динамической восприимчивости  $\chi$  вдоль приложенного переменного поля. Поэтому как в Методе 1, так и в Методе 2 для ее расчета использовалось выражение

$$\chi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{m}_{0i} \cdot \mathbf{h}_{0i}}{|\mathbf{h}_{0i}|^2}. \quad (3.39)$$

Для обоснования ограничений, с которыми приходится сталкиваться при выполнении процесса моделирования, приведем оценку объема затрачиваемых ресурсов ЭВМ для каждого из двух методов. В Методе 1 для расчета  $M$  собственных векторов размером  $2N \times 1$  число операций и количество элементов, требующих хранения в оперативной памяти, будет порядка  $O(M \times 2N)$ . Полный расчет всех мод колебаний приводит к оценке порядка  $O(4N^2)$ . В Методе 2 требуется расчет только  $2N$  неизвестных амплитуд динамической намагниченности, поэтому оценка затрачиваемых ресурсов ЭВМ дает значение порядка  $O(2N)$ . В этой связи при моделировании динамических процессов нанокристаллических тонких магнитных пленок с помощью Метода 1 в численной модели использовалось только  $128 \times 128 \times 1$  дискретных элементов. Использование же Метода 2 позволило рассчитать модели с числом кристаллитов, равным  $128 \times 128 \times 1$  и  $1024 \times 1024 \times 1$ .

Феноменологическая теория однородного ферромагнитного резонанса для изотропной однородно намагниченной тонкой магнитной пленки (раздел 1.1) дает простое выражение для магнитной восприимчивости  $\chi_u = \chi'_u - i\chi''_u$ , мнимая часть которого имеет вид [81]

$$\chi''_u(\omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha \omega \omega_M [(\omega_M + \omega_H)^2 + \omega^2]}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (\omega_M + 2\omega_H)^2}, \quad (3.40)$$

где  $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$ ,  $\omega_H = \gamma H$ , а резонансная частота  $\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\omega_H(\omega_M + \omega_H)}$  для параметров, используемых в расчетах ( $M_s = 955$  Гс,  $H = 94.744$  Э), равна  $f_0 = 3$  ГГц. Максимальное значение  $\chi''_u$  наблюдается на резонансной частоте и равно  $\chi''_{u0} = \chi''_u(\omega_0) \approx \sqrt{M_s / \pi H} / 2\alpha \approx 179$ .

В нанокристаллических тонких пленках влияние случайной магнитной анизотропии может приводить к существенному изменению поведения  $\chi(\omega)$ . Это подтверждается результатами моделирования, представленными на рисунках 3.3–3.5.

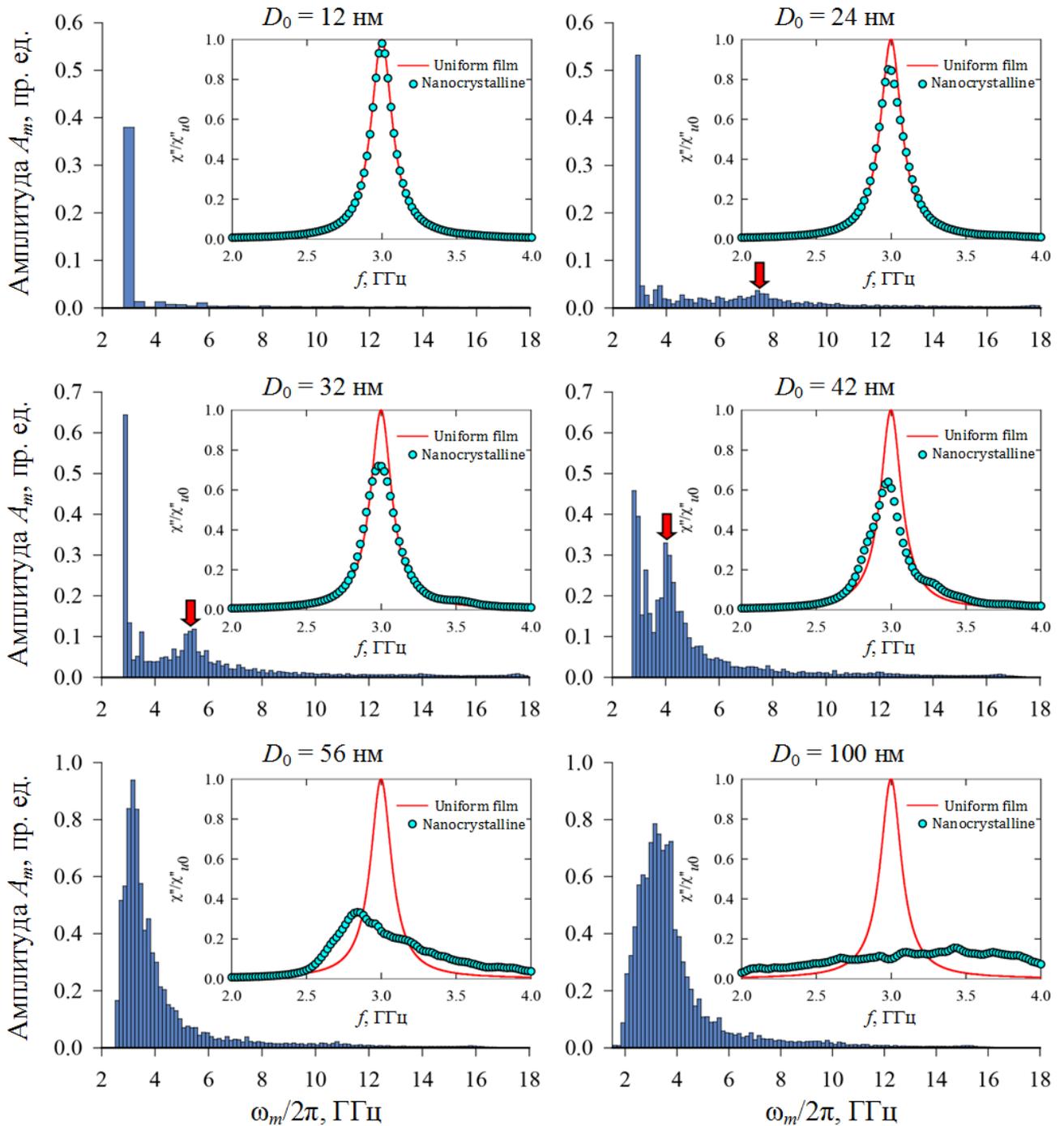


Рисунок 3.3 – Частотное распределение амплитуд однородного возбуждения  $A_m$  нормальных магнитных мод колебаний нанокристаллической тонкой пленки с размером кристаллитов  $D_0 = 12, 24, 32, 42, 56$  и  $100$  нм. На вкладках: частотная зависимость мнимой части нормированной магнитной восприимчивости для однородной (линия) и нанокристаллической (круглые маркеры) тонких пленок

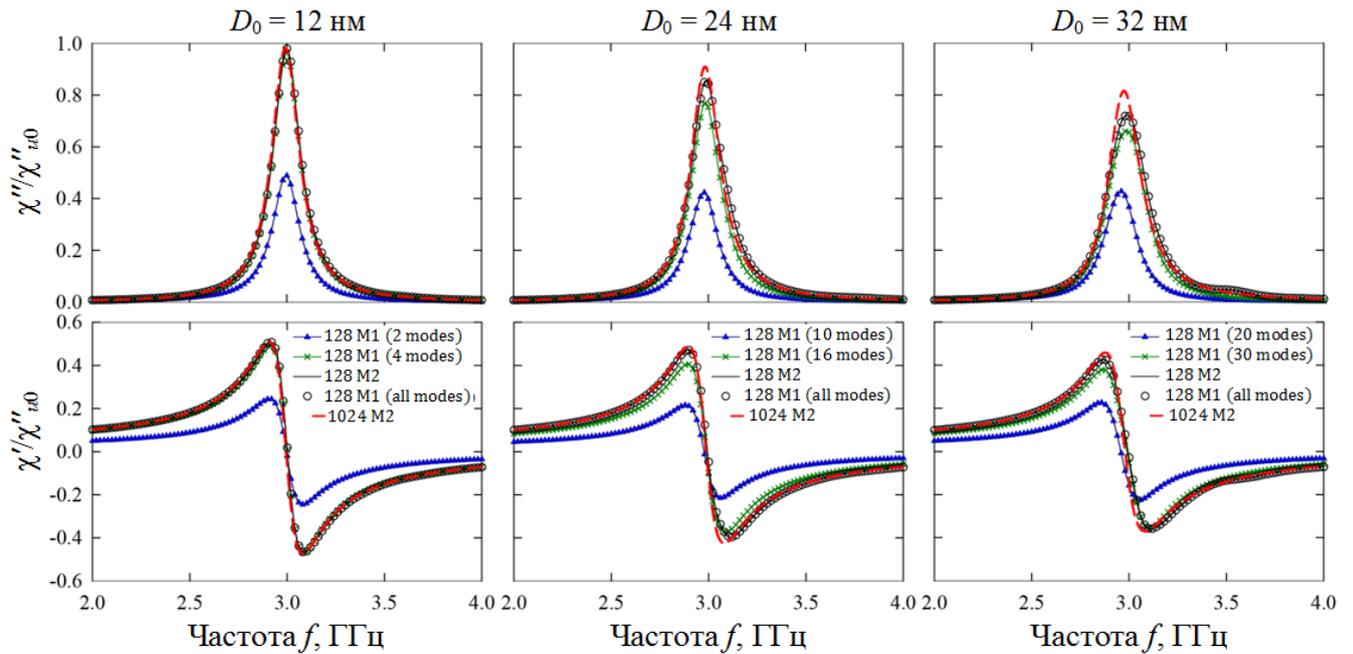


Рисунок 3.4 – Частотные зависимости мнимой (сверху) и действительной (снизу) частей нормированной высокочастотной магнитной восприимчивости нанокристаллической тонкой пленки с размером кристаллитов  $D_0 = 12, 24$  и  $32$  нм

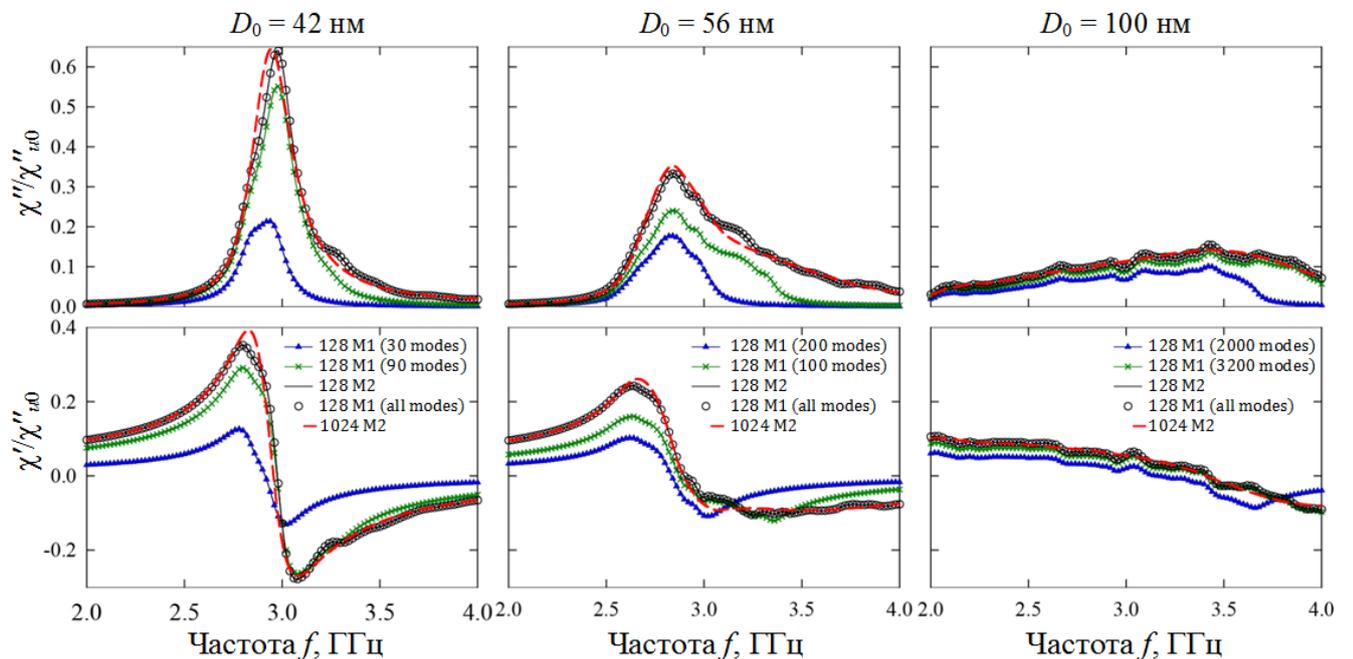


Рисунок 3.5 – Частотные зависимости мнимой (сверху) и действительной (снизу) частей нормированной высокочастотной магнитной восприимчивости нанокристаллической тонкой пленки с размером кристаллитов  $D_0 = 42, 56$  и  $100$  нм

В частности, на вставках к рисунку 3.3 сплошной линией показана нормированная на величину  $\chi''_{u0}$  зависимость (3.40), а круглыми маркерами – результаты расчета  $\chi''/\chi''_{u0}$ ,

полученные с помощью Метода 1 для различных значений размера кристаллитов  $D_0$ . При этом в расчете учитывались все моды колебаний намагниченности  $M = 2N$ , а число дискретных элементов  $N = 128 \times 128 \times 1$ .

Для анализа и интерпретации полученных зависимостей дополнительно были рассчитаны соотношения между обменной энергией  $F^e = -VJ = -VA/D_0^2$  и энергией случайной одноосной магнитной анизотропии  $F^k = -VK = -VM_s H_k/2$ . Эти данные систематизированы в таблице 3.1. Из представленных на рисунках кривых видно, что в пленках, для которых отношение  $F^e/F^k > 1$ , обменное взаимодействие между кристаллитами в значительной степени подавляет влияние локальной анизотропии. Это особенно видно для пленки с  $D_0 = 12$  нм, для которой обменная энергия более чем в 8 раз превышает энергию случайной одноосной анизотропии. По своим магнитным свойствам она приближается к изотропной однородно намагниченной тонкой магнитной пленке, а график ее магнитной проницаемости практически совпадает с теоретической зависимостью (3.40).

Таблица 3.1 – Соотношения между обменной энергией  $F^e$  и энергией случайной одноосной магнитной анизотропии  $F^k$  нанокристаллических тонких магнитных пленок для различных размеров кристаллитов  $D_0$

$D_0$	12 нм	24 нм	32 нм	42 нм	56 нм	100 нм
$F^e/F^k$	8.47	2.12	1.19	0.69	0.39	0.12
$F^k/F^e$	0.12	0.47	0.84	1.45	2.57	8.2

С увеличением размера кристаллитов влияние энергии случайной одноосной анизотропии начинает доминировать над обменной, что приводит к значительному уширению и асимметрии линии  $\chi''(f)$ , а также к сдвигу резонансной частоты. Если размер кристаллита превышает радиус обменной корреляции, что справедливо для пленки с  $D_0 = 100$  нм, для которой энергия случайной анизотропии более чем в 8 раз превышает обменную, то амплитуда пространственных флуктуаций намагниченности значительно возрастает. Это приводит к максимальной трансформации зависимости  $\chi''(f)$ .

Важным достоинством Метода 1 является то, что помимо расчета высокочастотной магнитной проницаемости нанокристаллических тонких магнитных пленок, этот метод позволяет определить структуру спектра возбуждаемых внешним переменным полем резонансных мод. Так, например, на рисунке 3.3 показано частотное распределение ам-

плитуд однородного возбуждения  $A_m$  нормальных магнитных мод колебаний для различных значений размера кристаллитов. Из рисунка видно, что с ростом размера частиц число возбуждаемых мод и их амплитуда резко возрастает. Если для пленки с  $D_0 = 12$  нм фактически только первые четыре нижайших моды вносят основной вклад в высокочастотную магнитную проницаемость, то для пленки с  $D_0 = 100$  нм практически все моды участвуют в формировании результирующей восприимчивости. Важно отметить обнаруженный для пленок с  $D_0 = 24, 32$  и  $42$  нм дополнительный пик в распределении  $A_m(\omega_m)$ , отмеченный на рисунках стрелкой. Природа этого пика и его влияние на магнитную восприимчивость рассмотрены в следующей главе.

Для сравнения, анализа и верификации рассматриваемых в работе методов на рисунках 3.4 и 3.5 представлены результаты расчета действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости для различных  $D_0$ . Для модели с числом кристаллитов, равным  $128 \times 128 \times 1$ , нормированные зависимости  $\chi''(f)/\chi''_{u0}$  и  $\chi'(f)/\chi'_{u0}$ , полученные с помощью Метода 1, в котором учитывались все  $M = 2N = 32768$  моды, на рисунках обозначены круглыми маркерами, Методом 2 – сплошной линией. Как можно увидеть из рисунков, данные, полученные обоими методами, идентичны.

Однако следует отметить, что затраченное на проведение расчета время с использованием Метода 1 было примерно на порядок больше, чем для Метода 2. Стандартный способ снижения затрачиваемых при вычислениях ресурсов ЭВМ, которые, как было отмечено ранее, для Метода 1 составляют порядка  $O(M \times 2N)$ , заключается в уменьшении общего числа используемых в расчете мод. Для анализа степени влияния количества учитываемых в моделировании мод на точность расчета высокочастотной восприимчивости на рисунках 3.4 и 3.5 дополнительно представлены зависимости  $\chi''(f)/\chi''_{u0}$  и  $\chi'(f)/\chi'_{u0}$  для двух значений  $M$ , отличных от  $2N$ . Общий вывод, который можно сделать при анализе полученных данных, заключается в том, что для пленок, у которых обменная энергия больше энергии случайной магнитной анизотропии  $F^e/F^k > 1$ , удовлетворительная точность расчета  $\chi(\omega)$  может быть достигнута с использованием  $M$  порядка 0.1 % от общего числа мод  $2N$ . Для пленок с  $F^e/F^k < 1$  подобную оценку в общем случае сделать не предоставляется возможным.

Для численной модели пленки с  $N = 128 \times 128 \times 1$  обращают на себя внимание наблюдаемые на графиках  $\chi(\omega)$  своеобразные «осцилляции», которые наиболее ярко выражены для пленок с большим размером кристаллитов. Причина их возникновения свя-

зана с недостаточностью усреднения интегральных магнитных характеристик пленки из-за малого количества кристаллитов, учитываемых в численной модели. Данный вывод подтверждается результатами расчета  $\chi(\omega)$  для  $N = 1024 \times 1024 \times 1$  с помощью Метода 2. На рисунках 3.4 и 3.5 частотные зависимости магнитной восприимчивости, вычисленные для различных значений  $D_0$ , показаны штриховой линией. Видно, что учет большего количества кристаллитов приводит к сглаживанию рассчитываемых кривых.

Анализ методов позволяет сделать ряд некоторых выводов относительно их достоинств и недостатков, а также особенности применения их на практике. Метод, основанный на представлении решения системы линеаризованных дифференциальных уравнений Ландау – Лифшица в виде разложения по собственным векторам нормальных магнитных мод колебаний, обладает важным преимуществом, поскольку помимо магнитной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок позволяет определить структуру спектра возбуждаемых внешним высокочастотным полем резонансных мод. В частности, в настоящей работе это позволило обнаружить в структуре спектра некоторых нанокристаллических пленок дополнительный пик возбуждения, природа которого будет рассмотрена в следующей главе.

В то же время основным недостатком этого метода являются требуемый большой объем оперативной памяти ЭВМ и большое время расчета. Оценка затрачиваемых ресурсов ЭВМ при расчете всех мод колебаний в модели нанокристаллической пленки с  $N$  кристаллитами дает значение порядка  $O(4N^2)$ . Широко применяемый на практике стандартный способ снижения затрачиваемых ресурсов ЭВМ за счет уменьшения общего количества используемых в расчете мод в определенных пределах применим только для нанокристаллических магнитных пленок, у которых энергия обмена превышает энергию случайной анизотропии.

Использование же метода неопределенных коэффициентов для решения системы линеаризованных уравнений Ландау – Лифшица позволяет значительно понизить требования к объему используемой оперативной памяти ЭВМ и времени расчета. Оценка затрачиваемых этим методом ресурсов ЭВМ дает значение порядка  $O(2N)$ . Поэтому при моделировании высокочастотных свойств реальных нанокристаллических тонких магнитных пленок (с большим количеством кристаллитов) этот метод наиболее предпочтителен.

### 3.3 Программа микромагнитного моделирования «MultiLayers»

Для решения статических и динамических задач теории микромагнетизма была разработана и зарегистрирована в Роспатенте программа ЭВМ: «Программа расчета доменной структуры, процессов перемагничивания и спектра спинволнового поглощения многослойных нано- и гетероструктур «MultiLayers»» [148, 149]. Программа предназначена для проведения численных экспериментов по изучению магнитной микроструктуры, петель магнитного гистерезиса, а также спектральных свойств многослойных магнитных нано- и гетероструктур на основе разработанной микромагнитной модели.

Программа была написана на встроенном М-языке системы компьютерной математики MATLAB [150], в то же время критические модули расчета – на высокоуровневом языке программирования C++. MATLAB предлагает функции для работы с матрицами, в том числе и разреженными, а также функции для решения задач линейной алгебры [128, 151]. Использование этих функций существенно упрощает реализацию программы. В программе также реализована поддержка параллельных вычислений на основе программного интерфейса MPI [152].

#### 3.3.1 Архитектура программы

Для реализации микромагнитной модели была разработана абстрактная архитектура, которая служит основой для реализации индивидуальных особенностей модели и позволяет сделать программное обеспечение легким для тестирования и расширения. Для этого архитектура должна быть модульной. Большое внимание необходимо уделить зависимостям между модулями – они должны быть древовидными и не содержать циклы. Кроме того, особое внимание было уделено созданию такой архитектуры, которая в наибольшей степени отвечала бы принципу физического подобия реального и численного экспериментов.

Абстрактная архитектура, представленная на рисунке 3.6, состоит из пяти основных компонентов: Object, Problem, Solver, Static Analyzer и Dynamic Analyzer. Использование данных компонентов необходимо для того, чтобы отделить реализацию численных алгоритмов от внешних интерфейсов. Они управляют автоматизацией, целостностью, синхронизацией и инициализацией, а также позволяют тестировать входные

параметры на правильность и исправлять ошибочные данные по необходимости, таким образом, упрощая определение объекта и проблемы исследования.

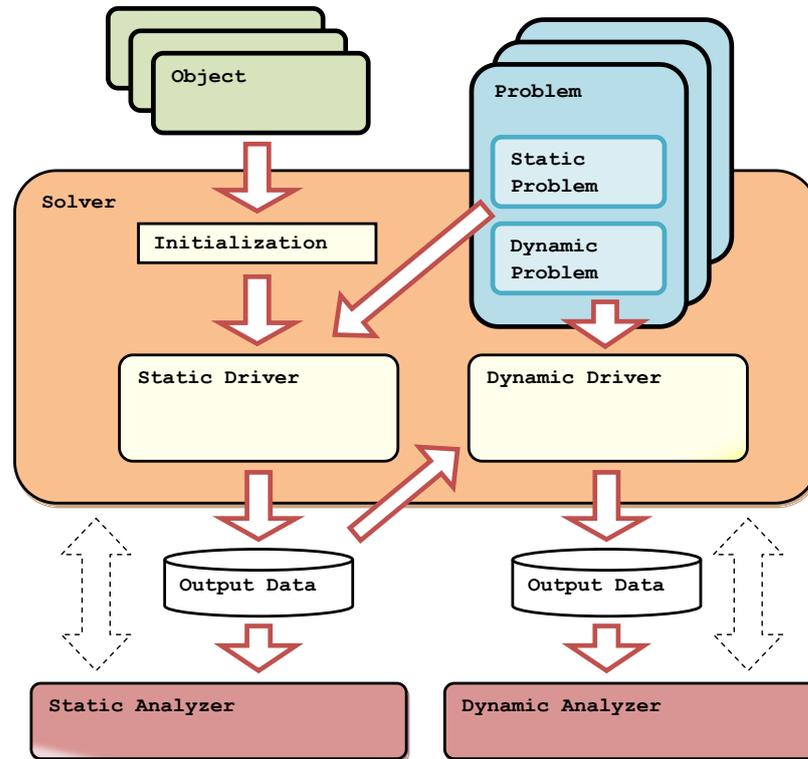


Рисунок 3.6 – Архитектура программы «MultiLayers»

### 3.3.2 Компоненты Object и Problem

Компонент Object служит для описания и задания свойств моделируемого объекта исследования. Он включает в себя описание геометрии и параметров дискретизации образца, а также всю необходимую информацию о магнитных свойствах модели. В соответствии с разработанной микромагнитной моделью, программа включает задание следующих основных магнитных характеристик:

- намагниченность насыщения;
- величина и направление одноосной магнитной анизотропии;
- константа обменного взаимодействия;
- тип и способ расчета магнитостатического (магнитодипольного) взаимодействия;
- начальная конфигурация намагниченности образца (начальные условия).

Компонент Object позволяет хранить данные об объекте исследования в файле, и, при необходимости, он может многократно использоваться для решения различных задач

исследования, которые определяются компонентой Problem. В качестве примера на рисунке 3.7 представлено интерфейсное окно пользователя ObjectEd для создания и редактирования компоненты Object.

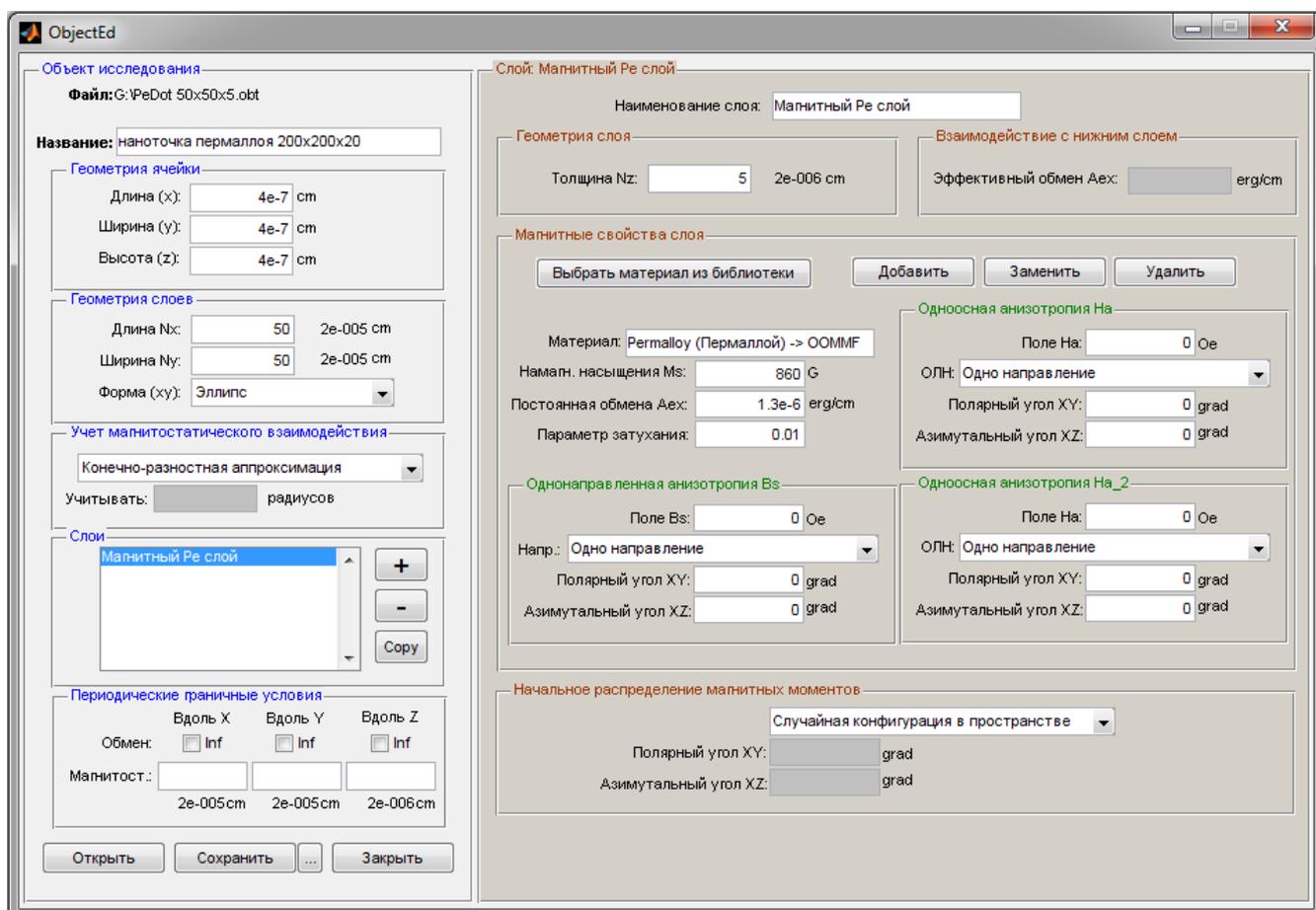


Рисунок 3.7 – Интерфейсное окно пользователя для создания и редактирования компоненты Object

Компонент Problem (рисунок 3.6) служит для постановки проблемы исследования, т. е. для создания (имитации) условий, описывающих внешнее воздействие на объект исследования. К числу таких воздействий при решении статических задач микромагнетизма (Static Problem) относится внешнее постоянное магнитное поле, а в случае решения динамических задач (Dynamic Problem) – высокочастотное возбуждающее магнитное поле. На рисунке 3.8 представлено интерфейсное окно пользователя ProblemEd для создания и редактирования компоненты Problem.

Компонент Problem условно разбит на два подкомпонента:

Static Problem используется для задания статических задач микромагнетизма. В частности, при моделировании процессов перемагничивания подкомпонента Static

Problem позволяет задать направление, минимальное и максимальное значение приложенного внешнего поля, а также шаг его изменения. В некоторых случаях возникает необходимость задания произвольного набора дискретных значений поля, а также точность проводимых измерений (вычислений). Все это реализуется в компоненте Static Problem.

Dynamic Problem используется для задания динамических задач микромагнетизма. При моделировании полевого спектра поглощения (при развертке внешнего магнитного поля с постоянной частотой возбуждения) подкомпонента Dynamic Problem позволяет задать частоту, амплитуду и направление переменного поля, а в случае частотного спектра (при постоянном значении внешнего поля) – диапазон частот и шаг дискретизации. Кроме того, имеется возможность задать количество расчетных минимальных или максимальных магнитных мод колебаний, или количество мод, наиболее близких к заданной частоте.

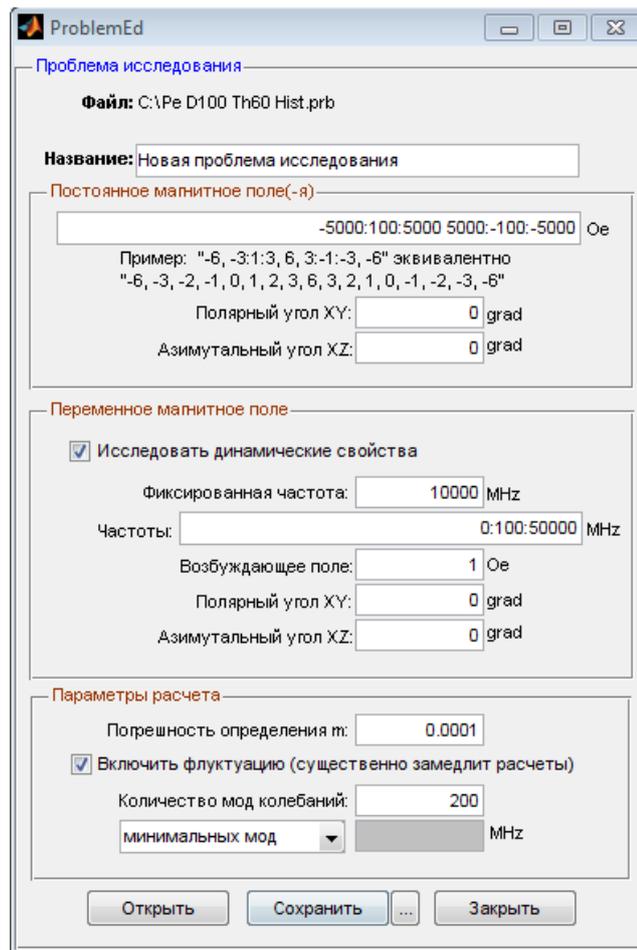


Рисунок 3.8 – Интерфейсное окно пользователя для создания и редактирования компоненты Problem

### 3.3.3 Компонент Solver

Моделирование выполняется с помощью компоненты Solver (рисунок 3.9). Для этого в среду моделирования сначала помещается объект Object, после чего происходит инициализация объекта исследования. При инициализации объекта происходит дискретизация среды, создаются соответствующие распределения полей магнитной анизотропии, рассчитываются матрицы обменного, анизотропного, магнитостатического взаимодействия, задается начальное распределение намагниченности. Все данные сохраняются в файл, чтобы при многократном использовании объекта исследования (при проведении над ним разнообразных исследований) не повторять одинаковых действий.

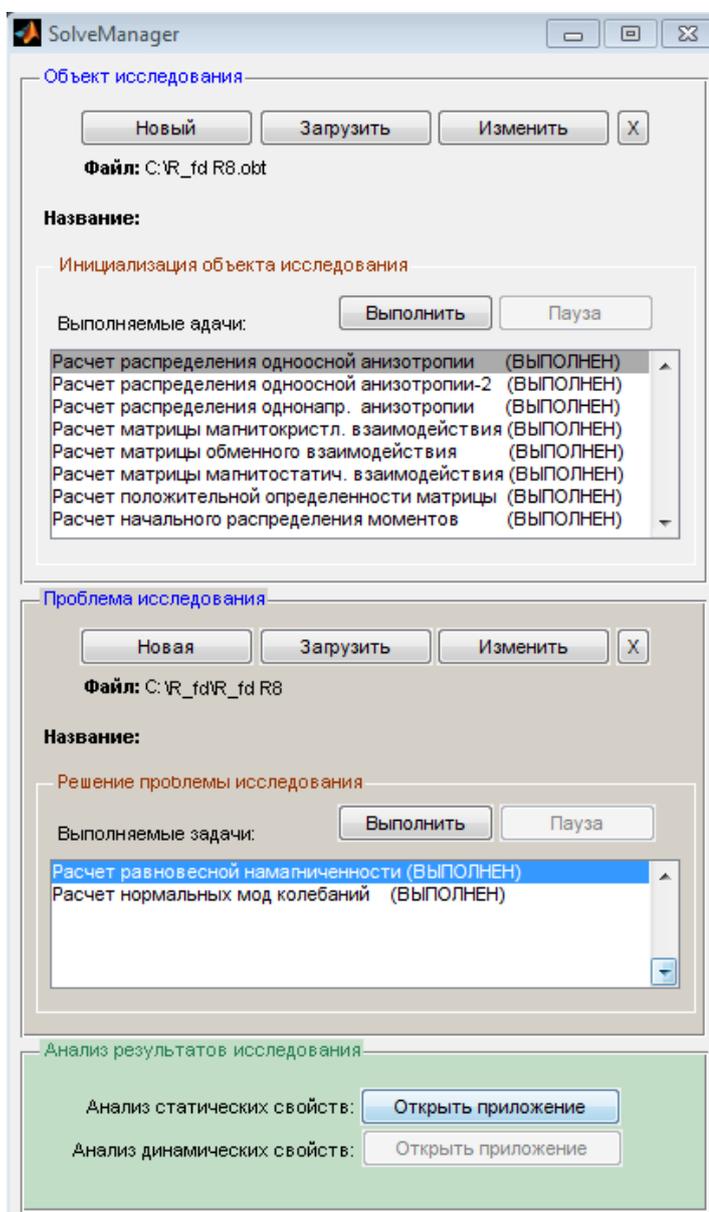


Рисунок 3.9 – Интерфейсное окно пользователя компоненты Solver

Далее в среду моделирования помещается объект Problem, который описывает ту задачу или последовательность действий, которые необходимо выполнить над объектом Object. Инициализация объекта Problem приводит к формированию на основе данных об объекте исследования структуры выходных файлов данных.

Главным элементами компоненты Solver являются Static Driver и Dynamic Driver, которые позволяют автоматизировать процесс расчета, выполнить необходимые вычисления, а также синхронизировать данные с внешними приложениями, такими как Static Analyzer и Dynamic Analyzer. Общая схема вложенных компонент Static Driver и Dynamic Driver показана на рисунке 3.10 (a) и 3.10 (b) соответственно.

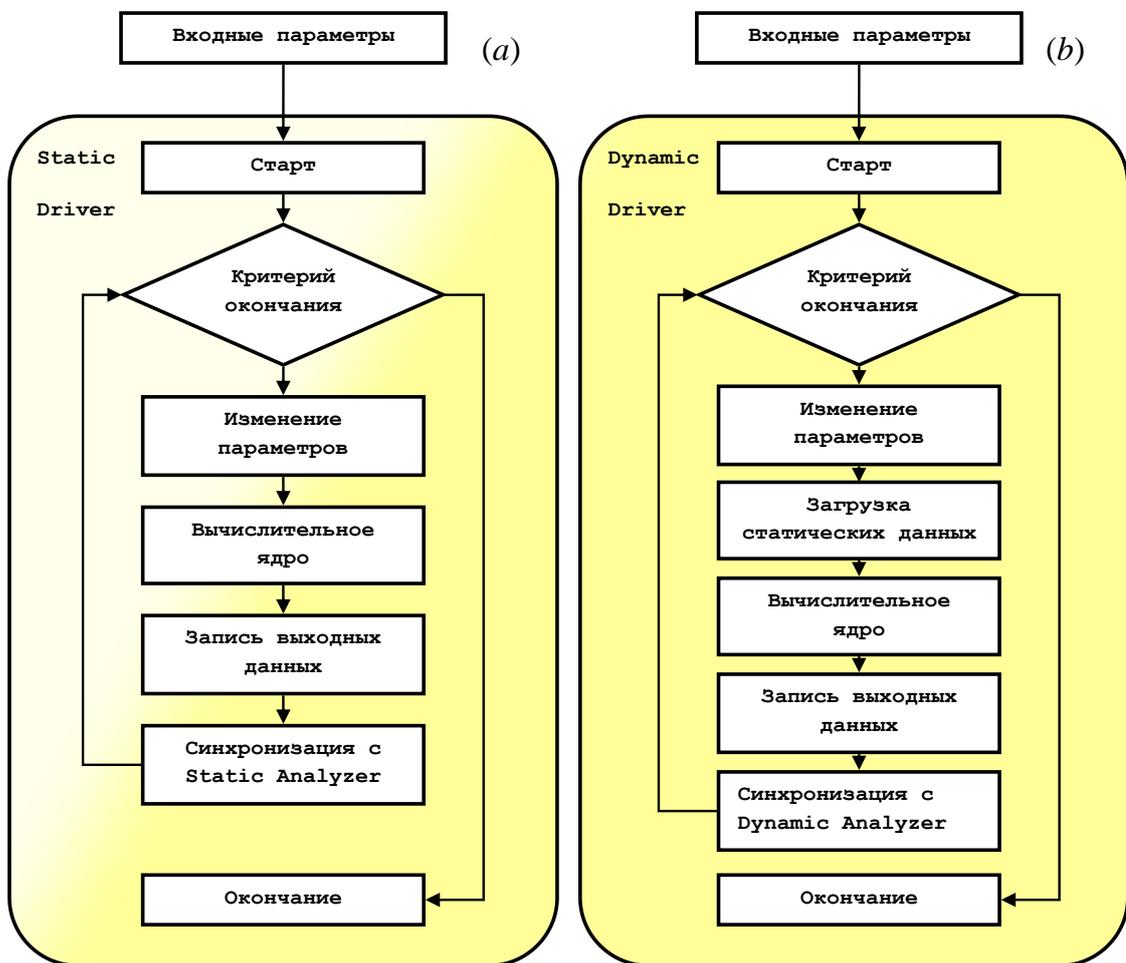


Рисунок 3.10 – Архитектура базовых элементов компоненты Solver: компонент Static Driver – (a), компонент Dynamic Driver – (b)

При проведении численного моделирования, часто требуется определить влияние одного из параметров внешнего воздействия на характеристики объекта исследования. Для этого требуется выполнение однотипных последовательных расчетов. В качестве

примера можно привести расчет петли гистерезиса. Петля гистерезиса описывает изменение намагниченности как функцию от последовательных значений внешнего магнитного поля, изменяющихся от  $-H_{max}$  до  $H_{max}$  и в обратном направлении. При расчете очередного распределения намагниченности в качестве начального условия выбирается равновесное состояние, полученное на предыдущем шаге процесса моделирования. Другим примером является расчет спектра спин-волнового поглощения при развертке внешнего магнитного поля. Решение такого рода задач является основным назначением драйверов Static Driver и Dynamic Driver.

Текущее состояние моделирования с помощью драйверов может быть сохранено в выходной файл. Таким образом, всегда существует возможность продолжить моделирование, прерванное в случае аварийного прекращения работы программы. Выходной файл данных также является основой для последующей обработки и анализа с помощью внешних приложений, таких как Static Analyzer и Dynamic Analyzer. Одно из дополнительных назначений драйверов – обеспечить синхронизацию данных с внешними приложениями Static Analyzer и Dynamic Analyzer.

### 3.3.4 Компоненты Static Analyzer и Dynamic Analyzer

Static Analyzer является дополнительной компонентой и служит для визуализации полученных результатов численного моделирования статических задач, а также позволяет выполнять различные дополнительные действия над выходными данными. Под графической визуализацией понимается построение графической информации в виде графиков, зависимостей, таких как петли гистерезиса, а также в виде распределения потенциальных и векторных полей (намагниченности, поля анизотропии и др.) в пространстве образца. Static Analyzer позволяет сохранять полученные зависимости в файлы, а также экспортировать трехмерные поля в специализированные графические библиотеки. На рисунке 3.11 в качестве примера представлено интерфейсное окно пользователя компоненты Static Analyzer.

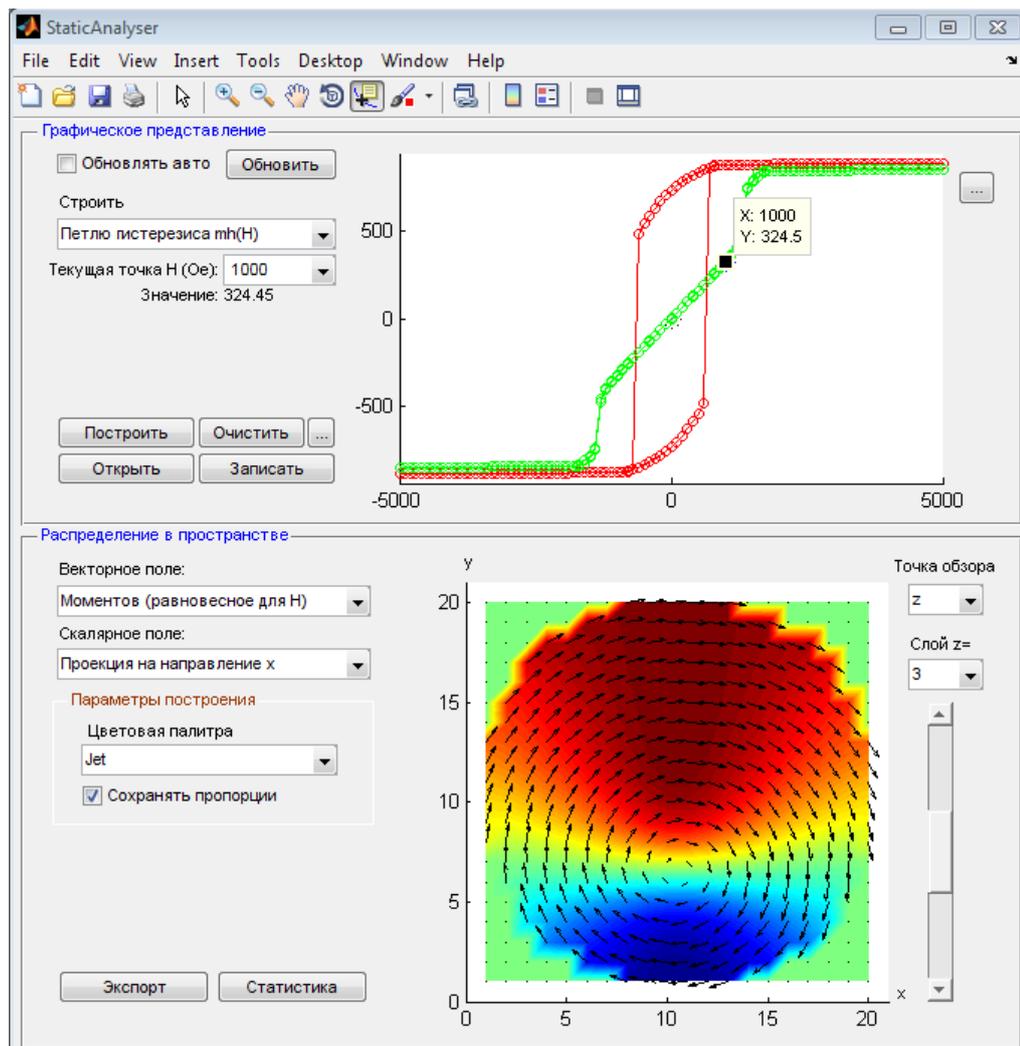


Рисунок 3.11 – Интерфейсное окно пользователя компоненты Static Analyzer

Dynamic Analyzer является дополнительной компонентой и служит для визуализации полученных результатов численного моделирования динамических задач, а также позволяет выполнять различные дополнительные действия над выходными данными. Данный компонент позволяет строить графические зависимости как полевого, так и частного спектра поглощения, а также аналогичные зависимости для магнитной проницаемости среды (объекта исследования). Кроме того, на основе уже имеющихся данных компонент Dynamic Analyzer позволяет пересчитать вышеупомянутые зависимости для других значений направления и амплитуды высокочастотного поля в произвольной частотной области.

Dynamic Analyzer также позволяет строить дополнительную графическую информацию в виде распределения потенциальных (амплитуда колебаний, координатная проекция векторов и др.), а также векторных полей (распределение мод колебаний, намаг-

ниченности, поля анизотропии и др.) в пространстве образца (объекта исследования). Dynamic Analyzer позволяет сохранять полученные зависимости в файлы, а также экспортировать трехмерные поля в специализированные графические библиотеки. На рисунке 3.12 в качестве примера представлено интерфейсное окно пользователя компоненты Dynamic Analyzer.

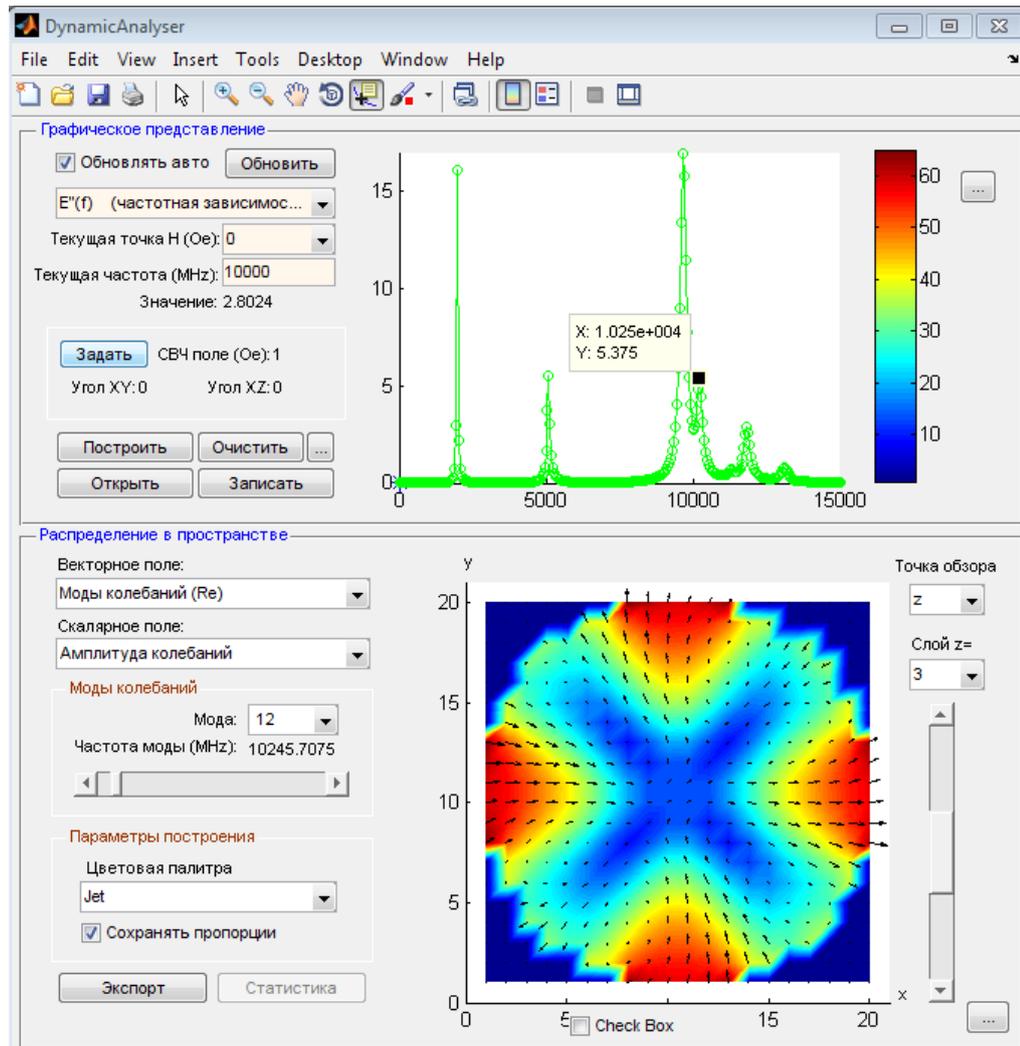


Рисунок 3.12 – Интерфейсное окно пользователя компоненты Dynamic Analyzer

### 3.4 Выводы

В настоящее время теория микромагнетизма является достаточно обоснованной физической теорией, имеющей важные приложения в самых различных областях физики магнитных явлений, и прежде всего в физике магнитных наноструктур. Однако, несмотря на ясность и простоту используемых в теории микромагнетизма физических представ-

лений, количество задач, которые удалось решить в рамках этой теории аналитически, ограниченно сравнительно небольшим числом простых с точки зрения их модели случаев. В то же время для многих интересных и весьма важных в практическом отношении задач аналитическое решение получено быть не может. Это является серьезным препятствием на пути теоретических методов исследования.

Экспериментальные методы исследования позволяют изучать не модельные, а реальные магнитные системы. Однако и здесь исследователь ограничен лишь теми данными, которые непосредственно могут быть извлечены из результатов измерений, что во многих случаях бывает недостаточным. Так, например, в нанофизике существуют серьезные трудности в получении экспериментальными методами достоверной информации о наноразмерных объектах, часто обладающих сложной геометрией. Использование же вычислительных ресурсов компьютеров позволяет нам применять более сложные, эффективные модели, которые обеспечивают наиболее полную, глубокую связь между экспериментом и теорией. Это с одной стороны дает нам большую возможность в интерпретации экспериментальных результатов, а с другой – позволяет заменить дорогостоящий реальный эксперимент недорогим и весьма информативным численным экспериментом.

Нанокристаллические материалы являются одними из самых сложных объектов с точки зрения численного микромагнитного моделирования. Во-первых, из-за случайного характера распределения магнитной анизотропии в отдельных кристаллитах изучение процессов перемагничивания и динамики намагниченности таких неоднородных сред возможно лишь статистически. Поэтому для получения достоверных и релевантных результатов моделирования в численной модели необходимо учитывать большое (статистически значимое) количество нанокристаллитов. Во-вторых, в нанокристаллических магнитных материалах из-за флуктуации внутреннего магнитного поля спектр магнитных колебаний намагниченности, возбуждаемый однородным переменным магнитным полем, становится практически непрерывным. Поэтому при изучении их высокочастотных свойств, как правило, нельзя ограничиваться рассмотрением отдельных составляющих этого спектра, поскольку это приводит к значительным ошибкам. Все это накладывает ряд дополнительных требований к производительности и эффективности используемых при моделировании методов и алгоритмов расчета.

В данной главе подробно рассмотрены разработанные методы и численные алгоритмы, которые наиболее эффективны прежде всего в решении задач, связанных с изучением магнитной микроструктуры, процессов перемагничивания, динамики намагниченности и спектра поглощения в нанокристаллических материалах. В частности, на основе обобщенной матрицы взаимодействия, учитывающей обменное и магнитостатическое взаимодействие, а также взаимодействие магнитных моментов с внешним магнитным полем и полем одноосной магнитной анизотропии, рассмотрена дискретная модель ферромагнетика. Сформулирована задача определения его равновесного состояния в виде системы линейных неоднородных уравнений с неопределенными множителями Лагранжа и для ее решения представлен сравнительно простой и эффективный численный алгоритм. Проанализирована проблема сходимости итерационного процесса и показан способ ее решения. Сформулирован критерий устойчивости полученного равновесного состояния и при отсутствии устойчивости показан способ определения направления последующей релаксации моделируемой системы. На основе методов разреженной матрицы и быстрого преобразования Фурье рассмотрены эффективные ускоряющие процедуры для предложенного алгоритма расчета. Показано, что использование ускоряющих процедур позволяет не только существенно уменьшить объем затрачиваемой оперативной памяти ЭВМ, но и значительно ускорить процесс вычислений.

Разработанный численный алгоритм определения равновесного состояния дает возможность изучать не только магнитную микроструктуру нанокристаллических материалов, но и получать петли гистерезиса для различных ориентаций магнитного поля, проводить исследование процессов перемагничивания пленок. В качестве примера в данной главе приведен расчет петель гистерезиса для массивных (трехмерных), тонкопленочных (двумерных) и одномерных магнитомягких нанокристаллических материалов. Хорошее согласие результатов моделирования зависимости коэрцитивной силы от размера кристаллитов с выводами теоретической модели случайной анизотропии Альбена свидетельствует о достоверности и обоснованности дискретной модели ферромагнетика и методов ее расчета.

Другим важным направлением исследований в теории микромагнетизма является изучение динамических свойств ферромагнитных материалов под воздействием высокочастотных внешних полей. На основе предложенной дискретной модели ферромагнетика были разработаны два эффективных метода численного интегрирования динами-

ческого уравнения Ландау – Лифшица, подробно рассмотренные в данной главе. Первый основан на представлении и поиске решения системы линеаризованных дифференциальных уравнений Ландау – Лифшица в виде разложения по собственным векторам нормальных мод колебаний намагниченности. Этот метод обладает важным преимуществом, поскольку помимо магнитной восприимчивости нанокристаллических материалов позволяет определить структуру спектра возбуждаемых внешним высокочастотным полем резонансных мод. В то же время основным недостатком этого метода являются большой объем затрачиваемой оперативной памяти ЭВМ и длительное время расчета. Второй метод основан на использовании неопределенных коэффициентов для решения системы линеаризованных дифференциальных уравнений Ландау – Лифшица. Показано, что использование метода неопределенных коэффициентов позволяет значительно понизить требования к объему используемой оперативной памяти ЭВМ и времени расчета.

Для демонстрации численных методов в данной главе приведены результаты численного моделирования высокочастотной магнитной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок. На основе проведенного анализа и оценки эффективности численных методов сделан ряд выводов относительно их достоинств и недостатков, а также специфики применения методов на практике. В частности показано, что при моделировании высокочастотных свойств реальных нанокристаллических тонких магнитных пленок (с большим количеством кристаллитов) метод неопределенных коэффициентов наиболее предпочтителен.

На основе предложенной дискретной модели ферромагнетика, а также на основе разработанных методов и алгоритмов ее расчета, разработана и зарегистрирована в Роспатенте программа для ЭВМ «MultiLayers». Программа предназначена для проведения численных экспериментов по изучению магнитной микроструктуры, петель магнитного гистерезиса, а также высокочастотных свойств как однослойных, так и многослойных магнитных нано- и гетероструктур. Важно отметить, что программа для ЭВМ «MultiLayers» имеет удобный интерфейс пользователя и позволяет проводить исследование не только пленочных, но и объемных материалов произвольной размерности в трех направлениях.

## ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА КРИСТАЛЛИТОВ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Как было отмечено в первой главе, в настоящее время нанокристаллические сплавы рассматриваются как новые перспективные материалы, привлекающие многообразием и необычностью магнитных свойств и новыми возможностями их практического использования. На общем фоне среди магнитомягких материалов они выделяются наилучшей комбинацией высокой намагниченности насыщения и начальной магнитной проницаемости, что имеет первостепенное значение для СВЧ-приложений. Одним из наиболее важных факторов, определяющим практически все ключевые магнитные характеристики нанокристаллических сплавов, является размер кристаллитов. Установлению фундаментальной связи между размером кристаллитов и магнитными свойствами нанокристаллических тонких пленок и посвящена настоящая глава.

В первой части главы с помощью микромагнитного моделирования детально изучен один из аспектов формирования свойств нанокристаллических пленок, связанный с влиянием размера кристаллитов на магнитную микроструктуру и высокочастотную динамику намагниченности пленок. Вначале приводится подробное обоснование численной модели нанокристаллической тонкой пленки, а также описание некоторых деталей моделирования. Далее представлены результаты исследования магнитной микроструктуры пленок. В частности показано, что благодаря случайному распределению осей легкого намагничивания отдельных кристаллитов в пленках формируется квазипериодическая стохастическая магнитная структура – «рябь» намагниченности. Методами корреляционного анализа неоднородной намагниченности определены зависимости основных параметров формируемой в пленке магнитной микроструктуры от размера кристаллитов и величины приложенного внешнего поля.

Далее в главе представлены результаты моделирования высокочастотных свойств нанокристаллических тонких пленок. Показано, что при превышении некоторого порогового размера кристаллитов в пленках наблюдается резкое уширение и смещение линии ФМР. Для объяснения природы наблюдаемых в спектре поглощения особенностей дополнительно представлены результаты теоретического анализа, выполненного в рамках теории двухмагнетонных процессов рассеяния Ариаса и Милса, а также динамической теории «ряби» намагниченности Игнатченко и Дегтярева.

Вторая часть главы посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию обнаруженного моделированием эффекта резкого уширения и смещения линии ФМР. Вначале приводится краткое описание методов изготовления и исследования нанокристаллических пермаллоевых  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  пленок с различным размером кристаллитов. Далее представлены результаты структурных и магнитоструктурных исследований, результаты сканирующей и широкополосной ФМР-спектроскопии, а также результаты численного моделирования магнитной структуры и высокочастотной магнитной проницаемости исследуемых пленок. Для объяснения механизма и особенностей формирования эффекта резкого уширения и смещения линии ФМР дополнительно рассмотрена двухмагنونная модель рассеяния. Показано, что обнаруженный эффект связан с рассеянием спиновых волн на неоднородной стохастической магнитной структуре – «ряби» намагниченности.

Материалы данной главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора (приложение А): А2, А8, А9, А17–А19, А22, А43.

#### **4.1 Численное исследование влияния размера кристаллитов на магнитную микроструктуру и высокочастотную восприимчивость нанокристаллических тонких пленок**

Одним из важнейших результатов, полученных в ходе исследования нанокристаллических материалов (раздел 1.4), было экспериментальное обнаружение сложной зависимости магнитной микроструктуры, анизотропии, коэрцитивной силы и проницаемости магнитной среды от размера кристаллита (зерна) [9, 48]. Для описания этой связи в настоящее время самое широкое распространение получила модель случайной анизотропии (RAM – Random Anisotropy Model), изначально предложенная Альбеном и др. [47] и в дальнейшем модифицированная Герцером [46]. Согласно этой модели в нанокристаллических материалах, когда размер зерна не превышает длину обменных корреляций, обменное взаимодействие между кристаллитами приводит к усреднению случайной анизотропии отдельных кристаллитов и, как следствие, к значительному снижению коэрцитивной силы и росту магнитной проницаемости среды. Многие экспериментальные работы подтверждают справедливость RAM не только для однофазных материалов, но также для многофазных и гранулированных веществ [153].

В силу простых и ясных концепций, лежащих в основе теоретической модели, RAM широко используется для интерпретации магнитомягких свойств не только объемных материалов, но и двумерных нанокристаллических тонких пленок и многослойных тонкопленочных структур [153–156]. Однако, несмотря на убедительные аргументы в пользу теории RAM, она может использоваться исключительно для качественного, но не для количественного анализа статических свойств нанокристаллических тонких пленок. Магнитостатическое (магнитодипольное) взаимодействие между кристаллитами, которым пренебрегают в модели RAM, в тонких пленках приводит к трансформации формы и размера области, по которой происходит усреднение случайной анизотропии отдельных кристаллитов [157], а также к формированию внутренних неоднородных полей размагничивания [158]. В частности, магнитостатическое взаимодействие совместно с обменным взаимодействием приводит к формированию в пленках неоднородной стохастической магнитной структуры, называемой «рябью» намагниченности. «Рябь» намагниченности в нанокристаллических пленках является хорошо установленным и известным экспериментальным фактом [159], однако в рамках теории RAM ее объяснить нельзя.

Наиболее полная теоретическая модель, учитывающая в отличие от RAM дополнительно и магнитостатическое взаимодействие между кристаллитами тонких пленок, была рассмотрена еще в конце 1960-х годов Гоффманном [157, 158], Хартом [160], Игнатченко [161] в рамках теории «ряби» намагниченности. Из-за дальнедействующей природы магнитостатического взаимодействия [162] строгое аналитическое решение микромагнитной задачи о влиянии размера зерен на статические и высокочастотные свойства нанокристаллических тонких пленок невозможно. Поэтому полученные в рамках теории «ряби» намагниченности аналитические выражения, связывающие микрокристаллическую структуру пленок с ее макроскопическими магнитными характеристиками, носят лишь приближенный характер. На сегодняшний день все еще актуальными остаются вопросы: насколько обоснованными являются используемые в рамках теории «ряби» намагниченности приближения, и каковы границы применимости полученных аналитических выражений.

В последние годы благодаря развитию численных методов микромагнитного моделирования и значительному росту вычислительной мощности современных компьютеров возникла возможность с высокой точностью исследовать различные сложные

магнитные системы [162]. Микромагнитное моделирование в наши дни стало стандартным, широко используемым и зарекомендовавшим себя на практике инструментом, обеспечивающим глубокое понимание физики процессов, протекающих в тонких магнитных пленках (ТМП). Так, например, с помощью микромагнитного моделирования в нанокристаллических тонких магнитных пленках удалось исследовать корреляционные характеристики неоднородной намагниченности и продвинуться в понимании процессов формирования магнитной микроструктуры [163–165], изучить процессы перемагничивания и установить влияние структурных [120, 165, 166] и технологических [167, 168] параметров на коэрцитивную силу и остаточную намагниченность. В то же время микромагнитное моделирование высокочастотных свойств нанокристаллических тонких магнитных пленок [169, 170] не находит столь широкого применения на практике из-за больших вычислительных трудностей, с которыми приходится сталкиваться при решении такого рода задач (глава 3). В данном разделе с помощью микромагнитного моделирования детально исследуется влияние размера кристаллитов на магнитную микроструктуру и высокочастотную восприимчивость нанокристаллических тонких пленок [164, 171–174, 123]. При этом особое внимание уделяется изучению причин, приводящих к уширению линии ферромагнитного резонанса в нанокристаллических пленках.

#### 4.1.1 Обоснование численной модели

Нанокристаллические тонкие магнитные пленки, как правило, представляют собой двумерный массив беспорядочно ориентированных кристаллитов размером не более 100 нм, внедренных в аморфную матрицу [175]. Средний размер  $D_0$  и константа кристаллографической анизотропии  $K$  кристаллитов являются одними из наиболее важных параметров, формирующих интегральные магнитные свойства тонких пленок. При этом не менее важную роль играет межзеренная аморфная фаза толщиной около 1 нм [175], которая обеспечивает обменную связь между кристаллитами. Экспериментальные исследования подтверждают [9, 153, 175], что аморфная фаза имеет гораздо более низкую температуру Кюри  $T_{cam}$  и, следовательно, более низкое значение константы обмена  $A_{am}$ , чем нанокристаллическая фаза. В случае, когда рабочая температура превышает  $T_{cam}$ , или в случае «неоптимизированного» состава с  $A_{am} = 0$  магнитная связь между кристаллитами нарушается, что приводит к ухудшению магнитомягких свойств пленок.

Нанокристаллические материалы являются одними из самых сложных объектов с точки зрения численного микромагнитного моделирования [123, 176]. С одной стороны, из-за случайного характера распределения магнитной анизотропии в отдельных кристаллитах изучение процессов перемагничивания и динамики намагниченности неоднородной пленки возможно лишь статистически. Поэтому для получения достоверных и релевантных результатов моделирования в численной модели необходимо учитывать большое (статистически значимое) количество нанокристаллитов. С другой стороны, размер кристаллитов также не является постоянным и имеет некоторый разброс. При этом границы между кристаллической и аморфной фазами представляют собой сложные криволинейные поверхности. Это в свою очередь накладывает дополнительные требования к уровню дискретизации микрокристаллической структуры моделируемого объекта. Одновременное выполнение всех этих требований невозможно из-за существующих ограничений вычислительных мощностей. Поэтому требуется взвешенный подход к упрощению численной модели нанокристаллической пленки.

Во-первых, как было показано разными авторами (например, [153, 175]), многофазные (в том числе и двухфазные) магнитные системы для большинства нанокристаллических сплавов в теории RAM можно рассматривать как однофазные при соответствующей перенормировке параметров модели. Такие системы описываются некоторыми эффективными (усредненными) параметрами модели: средним эффективным размером кристаллитов  $D_0$ , эффективной константой локальной кристаллографической анизотропии  $K$ , эффективной константой обменного взаимодействия  $A \approx A_{am}$ . Поэтому в рамках предварительных исследований можно ограничиться рассмотрением только однофазной модели пленки и не изучать влияние реальной внутренней микроструктуры на магнитные свойства тонких нанокристаллических пленок.

Во-вторых, необходимо принять во внимание, что магнитные моменты внутри кристаллита связаны более сильной обменной связью, чем моменты соседних кристаллитов, взаимодействие которых обусловлено тонкой аморфной прослойкой. Кроме того, в данном исследовании изучалась магнитная микроструктура и высокочастотные свойства пленок на обратимом участке петли гистерезиса. При этом, как будет видно непосредственно из результатов моделирования, кристаллиты в модели имели относительно малый размер по сравнению с радиусом магнитных (обменных и магнитодипольных) корреляций, в пределах которых магнитный момент остается практически однородным.

Это дает основание рассматривать отдельные кристаллиты как магнитовзаимодействующие между собой однородно намагниченные частицы Стонерта – Вольфарта, т. е. использовать приближение макроспина [177, 178].

#### 4.1.2 Детали микромагнитного моделирования

Исследования проводились на пленках, представляющих собой монослой плотноупакованных наночастиц с числом  $N = 1024 \times 1024 \times 1$  со случайным распределением осей анизотропии. Размер наночастиц  $D_0$  соответствовал размеру дискретных ячеек в модели и варьировался в пределах 12–100 нм. Для устранения влияния на результаты моделирования анизотропии формы кристаллита дискретная ячейка была выбрана в форме куба, а ее объем соответствовал среднему объему кристаллита  $V_0 = D_0^3$ . Поэтому толщина однослойной пленки  $d$  была равна  $D_0$ . Для вычисления компонент тензора магнитостатического взаимодействия между кристаллитами использовалось аналитическое выражение из работы [125]. Чтобы исключить краевые эффекты, связанные с неоднородностью внутреннего магнитного поля вблизи границ образцов, при расчете энергий обменного и магнитостатического взаимодействий использовались двумерные периодические граничные условия [147].

Для определенности, так же, как и в разделе 3.1.6 и 3.2.4, магнитные параметры исследуемых образцов выбраны в соответствии с хорошо известным нанокристаллическим сплавом  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  [48], намагниченность насыщения которого  $4\pi M_s = 12$  кГс (1.2 Тл), эффективная константа обмена  $A = 1 \times 10^{-6}$  эрг/см ( $1 \times 10^{-11}$  Дж/м), а параметр затухания  $\alpha = 0.005$ . Случайная магнитная анизотропия была задана постоянным для всех кристаллитов полем одноосной магнитной анизотропии  $H_k = 2K/M_s = 171.7$  Э ( $K = 8200$  Дж/м<sup>3</sup>) и случайным направлением осей легкого намагничивания  $\mathbf{l}_i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) зерен (раздел 3.1.2). Следует отметить, что направление осей анизотропии  $\mathbf{l}_i$  варьировалось от кристаллита к кристаллиту случайным равновероятным в пространстве образом, удовлетворяющим следующей функции распределения вектора  $\mathbf{l}$  в сферической системе координат:  $f(\mathbf{l}) = f(\theta, \varphi) = \sin \theta / 4\pi$ , где  $\theta$  и  $\varphi$  – соответственно полярный и азимутальный углы вектора  $\mathbf{l}$ . При этом общая для всей пленки магнитная анизотропия не учитывалась.

Внешнее постоянное  $\mathbf{H}$  и переменное магнитное поле  $\mathbf{h}^{rf}(t)$  прикладывались в плоскости пленки и были направлены ортогонально друг другу. В таблице 3.1 для анализа результатов моделирования дополнительно приведены соотношения между обменной энергией  $F^e = -VA/D_0^2$  и энергией случайной одноосной магнитной анизотропии  $F^k = -VK$  пленки, где  $V$  – ее объем.

Для изучения магнитной микроструктуры нанокристаллических тонких пленок использовался алгоритм расчета равновесной намагниченности, описанный в разделе 3.1. В то время как для расчета высокочастотной магнитной восприимчивости пленок была использована численная реализация метода неопределенных коэффициентов для решения системы линейаризованных уравнений Ландау – Лифшица (раздел 3.2.3). Как показано в разделе 3.2, данный метод в сравнении с методом, основанным на разложении решения линейаризованного уравнения Ландау – Лифшица по собственным векторам нормальных магнитных мод колебаний, позволяет значительно понизить требования к объему используемой оперативной памяти ЭВМ и времени расчета.

#### 4.1.3 Магнитная микроструктура нанокристаллических тонких пленок

Основной особенностью нанокристаллических тонких магнитных пленок является малый размер кристаллитов по сравнению с эффективным радиусом обменного и магнитостатического взаимодействия. Поэтому наличие магнитной связи между кристаллитами приводит к усреднению и частичному подавлению случайной магнитной анизотропии отдельных кристаллитов. Однако усреднение локальной анизотропии обычно не бывает полным. Это приводит к отклонениям вектора намагниченности относительно некоторого среднего направления. При этом возникает своеобразная магнитная структура с пространственными отклонениями намагниченности возле некоторого среднего направления, называемая «рябью» намагниченности [157–161].

Как известно, в магнитооптических поляризационных экспериментах по изучению «ряби» намагниченности интенсивность отраженного света пропорциональна поперечной компоненте намагниченности  $M_y$  при намагничивании образца вдоль оси  $x$ . Для соответствующей геометрии на рисунке 4.1, когда внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$  и средняя намагниченность  $\langle \mathbf{M}_i \rangle$  направлены вдоль оси  $x$ , показаны результаты численного расчета распределения нормированной поперечной компоненты намагниченности

$m_y = M_y/M_s$  по площади образца для поля  $H = 10$  Э и  $D_0 = 12, 24, 42, 75$  нм. Кроме того, на рисунке 4.2 показано, как меняется картина распределения  $m_y$  по площади пленки с  $D_0 = 24$  нм при изменении величины приложенного внешнего поля  $H$ . На представленных рисунках цветом отображается степень отклонения намагниченности вправо и влево от среднего направления. Полученные распределения отражают структуру «ряби» намагниченности и хорошо согласуются с экспериментальными изображениями стохастической магнитной структуры нанокристаллических пленок, наблюдаемыми с помощью Керровской микроскопии [179].

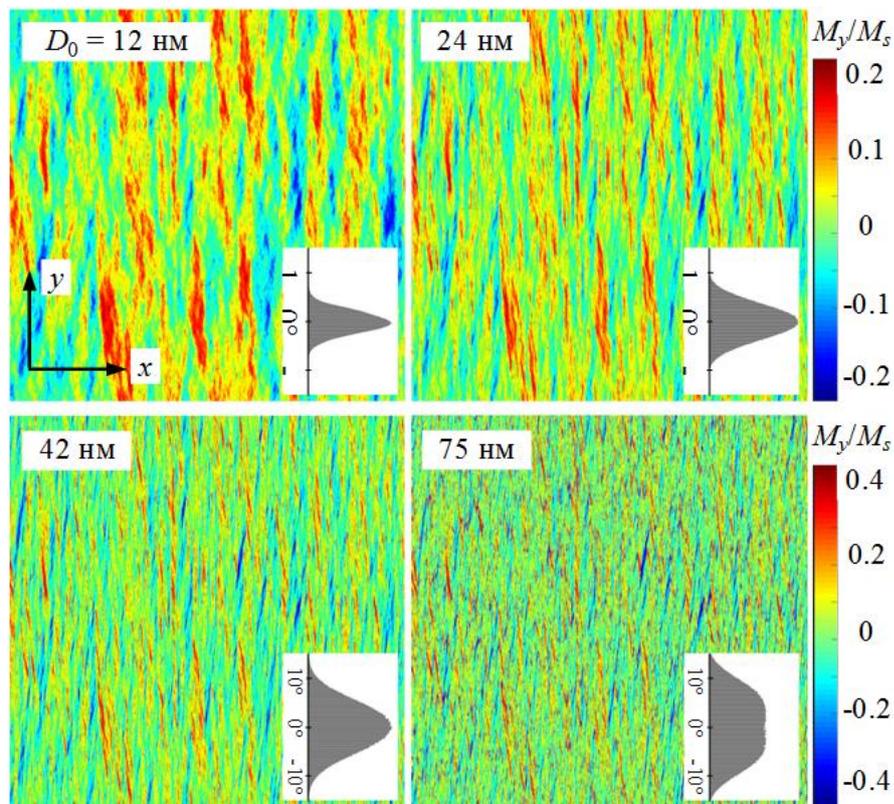


Рисунок 4.1 – Картины распределения по площади ТМП нормированной компоненты равновесной намагниченности  $m_y = M_y/M_s$  для четырех значений размера кристаллитов пленки  $D_0 = 12, 24, 42, 75$  нм. Значение внешнего магнитного поля  $H = 10$  Э. На вкладки – распределение магнитных моментов кристаллитов в зависимости от угла их отклонения от оси  $x$ . (Примечание: внешнее постоянное магнитное поле и средняя намагниченность направлены вдоль оси  $x$ .)

На вставках рисунков 4.1 и 4.2 дополнительно приведены графики распределения магнитных моментов отдельных кристаллитов в зависимости от угла их отклонения от средней намагниченности. Анализ рисунков показывает, что с ростом размера кристаллитов магнитные корреляции, т. е. размер связанных обменным и магнитостатическим

взаимодействием областей, уменьшаются. При этом возрастает амплитуда флуктуаций намагниченности. Несколько другая картина наблюдается при изменении величины внешнего магнитного поля. С ростом  $H$  размер магнитных корреляций также уменьшается, однако, как хорошо видно из распределений магнитных моментов на вставках рисунка 4.2, амплитуда флуктуаций намагниченности значительно снижается, что свидетельствует о приближении к насыщению намагниченности нанокристаллической пленки.

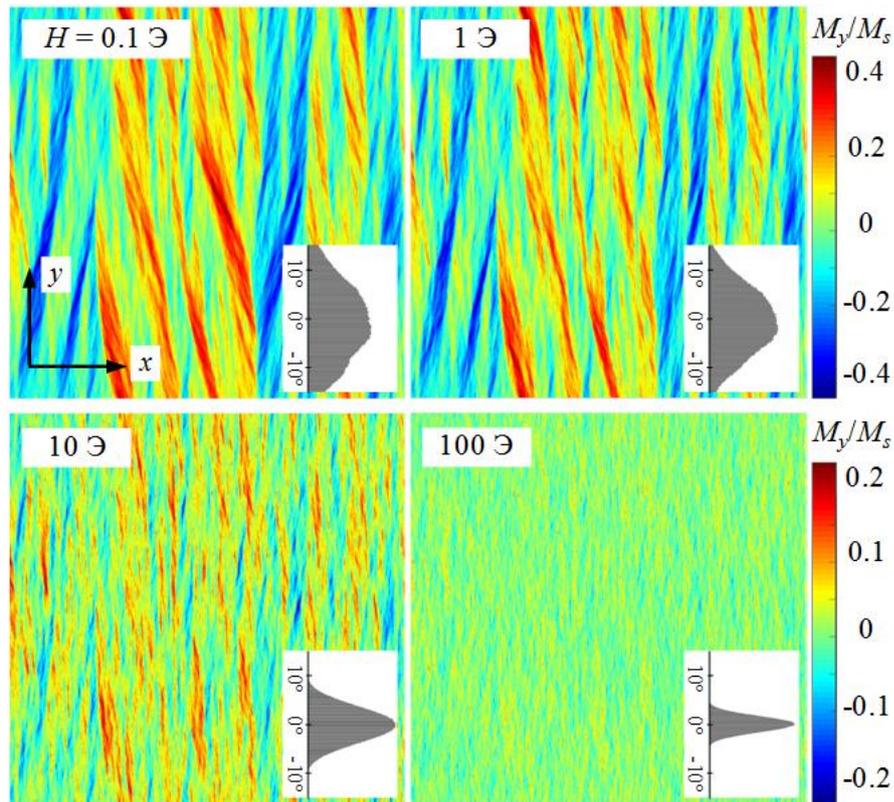


Рисунок 4.2 – Картины распределения по площади ТМП нормированной компоненты равновесной намагниченности  $m_y = M_y/M_s$  для четырех значений внешнего поля  $H$ . Размер кристаллитов пленки  $D_0 = 24$  нм. На вкладках – распределение магнитных моментов кристаллитов в зависимости от угла их отклонения от оси  $x$ . (Примечание: внешнее постоянное магнитное поле и средняя намагниченность направлены вдоль оси  $x$ .)

Наиболее строгая и последовательная статическая теория такой тонкой магнитной микроструктуры была развита в работах Гоффмана [157, 158]. Гоффман, опираясь на результаты электронной микроскопии, разработал модель невзаимодействующих между собой магнитосвязанных областей, формируемых в пленке. Размер и форма таких областей зависит от радиуса обменного и магнитостатического взаимодействия, от размера кристаллитов и величины приложенного магнитного поля. В общем случае такая связанная магнитным взаимодействием область (магнитокоррелированная область) является

эллипсоидом, сильно вытянутым в направлении, перпендикулярном средней намагниченности. Длины полуосей эллипсоида вдоль  $R_{\parallel}$  и поперек  $R_{\perp}$  среднего направления намагниченности в линейном приближении равны [157]

$$R_{\parallel} = \sqrt{D/H}, \quad R_{\perp} = 4\sqrt{d}D^{1/4}M_s^{1/2}H^{-3/4}, \quad (4.1)$$

где  $D = 2A/M_s$ .

Используя усреднение магнитной анизотропии отдельных беспорядочно ориентированных кристаллитов в пределах магнитокоррелированной области, Гоффман получил выражение для дисперсии поперечной составляющей намагниченности

$$d_m = \langle m_y^2 \rangle = \frac{S^2}{4\pi\sqrt{d}M_s^{10/4}D^{3/4}H^{3/4}}. \quad (4.2)$$

В выражение (4.2) входит введенная Гоффманом структурная константа  $S$ , которая дает количественное описание магнитоструктурных свойств пленки и определяется как  $S = D_0K\sigma_1/\sqrt{n}$ , где  $\sigma_1$  – константа, характеризующая среднеквадратическое отклонение осей легкого намагничивания (ОЛН) кристаллитов ( $\sigma_1 = 2/\sqrt{15}$  для одноосной анизотропии,  $\sigma_1 = \sqrt{8/105}$  в случае кубической анизотропии), а  $n$  – число кристаллитов по толщине пленки.

Для численной оценки дисперсии равновесной намагниченности и пространственной протяженности магнитных корреляций (размеров магнитосвязанных областей) использовалась корреляционная функция нормированной компоненты намагниченности  $m_y$

$$K_m(r) = \langle m_y(r')m_y(r'+r) \rangle. \quad (4.3)$$

Значение корреляционной функции при  $r = 0$  определяет дисперсию намагниченности:  $d_m = K_m(0)$ . В то время как магнитные корреляционные радиусы вдоль  $R_{\parallel}$  и поперек  $R_{\perp}$  среднего направления намагниченности определялись из функций  $K_m(r)$  как расстояние (вдоль соответствующего направления), на котором корреляции ослабевают в  $e \approx 2.718$  раз, т. е. из условия  $K_m(R_{\parallel,\perp}) = K_m(0)/e$ . На рисунке 4.3 представлены зависимости дисперсии  $d_m$ , а также продольного  $R_{\parallel}$  и поперечного  $R_{\perp}$  корреляционных радиусов от величины приложенного внешнего поля, полученные с помощью корреляци-

онного анализа распределений равновесной намагниченности тонких пленок с  $D_0 = 12, 24, 42, 75$  нм. Также на этом рисунке штриховыми линиями представлены теоретические зависимости этих параметров, вычисленные по формулам (4.1) и (4.2).

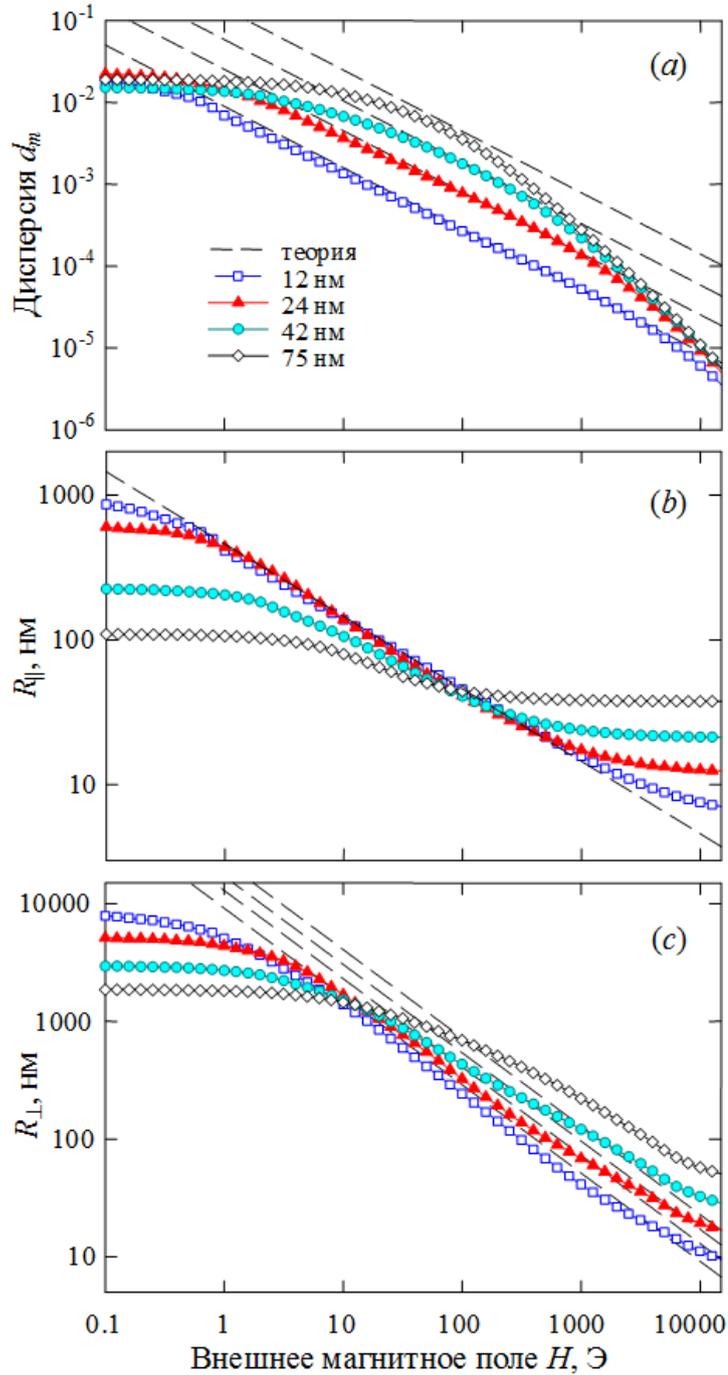


Рисунок 4.3 – Зависимости дисперсии  $d_m$  – (a), продольного  $R_{||}$  – (b) и поперечного  $R_{\perp}$  – (c) корреляционных радиусов нормированной компоненты равновесной намагниченности  $m_y = M_y/M_s$  нанокристаллических ТМП от внешнего поля  $H$  для нескольких значений  $D_0$ . Маркеры – моделирование, штриховые линии – теоретический расчет по формулам (4.1) и (4.2)

Видно, что линейная теория Гоффмана тем лучше согласуется с результатами моделирования, чем меньше размер кристаллитов установлен в расчете. В области больших магнитных полей наблюдаемые различия связаны с тем, что дальнейшее уменьшение размера магнитокоррелированной области с ростом  $H$  ограничивается размером самих кристаллитов. На это, в частности, обращал внимание в своей работе Харт [160], который вместо (4.1) использовал приближение  $R_{\parallel} \approx \sqrt{D/H} + R$  в случае, когда радиус обменных корреляций  $\sqrt{D/H}$  становился соизмеримым с радиусом кристаллитов  $R = D_0/2$ . Как видно из рисунка 4.3(b), полученное на основе данных численного микромагнитного моделирования значение продольного корреляционного радиуса  $R_{\parallel}$  стремится к  $R$  при  $H \rightarrow \infty$ .

В области малых полей также наблюдаются расхождение результатов расчета и теории. Эти различия связаны с тем, что при таком соотношении величины внешнего поля и магнитных параметров образца линейное приближение, используемое Гоффманом при выводе формул (4.1) и (4.2), становится недостаточным. Как показали сначала Харт [160], а затем и Гоффман [157], при среднеквадратическом отклонении направления намагниченности  $\langle \varphi \rangle \approx \sqrt{d_m} 180/\pi$  более чем на  $1-2^\circ$  в теоретической модели необходимо учитывать влияние нелинейных членов уравнения для равновесной намагниченности.

Полученные результаты также хорошо согласуются с экспериментальными данными других авторов. Так, в работе Исхакова с соавт. [180] приводится экспериментальная зависимость дисперсии поперечной составляющей намагниченности  $d_m$  от величины внешнего магнитного поля для тонкой нанокристаллической пленки  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  толщиной 10 нм. Так же, как в рассматриваемой здесь численной модели, размеры кристаллитов нанокристаллического сплава  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  были порядка толщины пленки. Авторы этой работы установили, что в области полей  $0.2 \div 2$  кЭ зависимость  $d_m \sim H^{-3/4}$ . Данный результат хорошо согласуется с формулой (4.2) и результатами численного моделирования, показанными на рисунке 4.3. Непосредственно сами магнитные корреляции нанокристаллической пленки  $\text{Co}$  методом малоуглового нейтронного рассеяния исследовались в работе Михельса с соавт. [181]. Размер кристаллитов нанокристаллической пленки  $\text{Co}$  составлял 10 нм. Однако при этом толщина экспериментального образца составляла 160 мкм. Полученная экспериментальная зависимость длины магнитных корреляций была аппроксимирована зависимостью  $R_{\parallel} \sim \sqrt{D/H} + D_0$ , что также относи-

тельно неплохо согласуется с полученными результатами численного моделирования. Кроме того, в работе [181] была измерена и зависимость дисперсии  $d_m$  нанокристаллической пленки от внешнего поля. Михельс с соавторами аппроксимировали эту зависимость как  $d_m \sim H^{-1}$ . Однако внимательный анализ экспериментальной зависимости  $d_m(H)$  работы [181] позволяет сделать вполне обоснованный вывод, что лучшей аппроксимацией для нее была бы  $d_m \sim H^{-3/4}$ .

#### 4.1.4 Высокочастотная восприимчивость нанокристаллических тонких пленок

Феноменологическая теория однородного ферромагнитного резонанса для изотропной однородно намагниченной ТМП (раздел 1.1) дает простое выражение для магнитной восприимчивости

$$\chi(H) = \chi' - i\chi'' = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_M (\omega_M + \omega_H)}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\alpha\omega(\omega_M + 2\omega_H)}, \quad (4.4)$$

где  $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$ ,  $\omega_H = \gamma H$ ,  $\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\omega_H (\omega_M + \omega_H)}$  определяет частоту однородного ферромагнитного резонанса (ФМР), а  $\omega = 2\pi f$  – частоту внешнего переменного магнитного поля (частоту СВЧ-возбуждения).

В нанокристаллических тонких пленках влияние случайной магнитной анизотропии может приводить к существенному изменению поведения высокочастотной восприимчивости [123, 173]. Это подтверждается результатами расчета  $\chi(H)$ , представленными на рисунке 4.4. На данном рисунке штриховыми линиями показаны результаты расчета действительной  $\chi'(H)$  и мнимой  $\chi''(H)$  частей высокочастотной восприимчивости по формуле (4.4), а круглыми маркерами – результаты численного моделирования  $\chi(H)$ . Зависимости на рисунке 4.4 получены для ряда значений частоты внешнего переменного поля  $f = f_1 = 10.75, 4.65, 3.5, 2.9$  и  $3.25$  ГГц, при которых в образцах с  $D_0 = 24, 42, 56, 75$  и  $100$  нм наблюдалось максимальное уширение линии ФМР. В образце с  $D_0 = 12$  нм, как будет показано далее, уширение линии ФМР монотонно возрастает с ростом частоты  $f$  и не имеет выраженного максимума. Поэтому для него, так же, как и для образца с  $D_0 = 24$  нм, на рисунке 4.4 зависимость  $\chi(H)$  получена для  $f = 10.75$  ГГц.

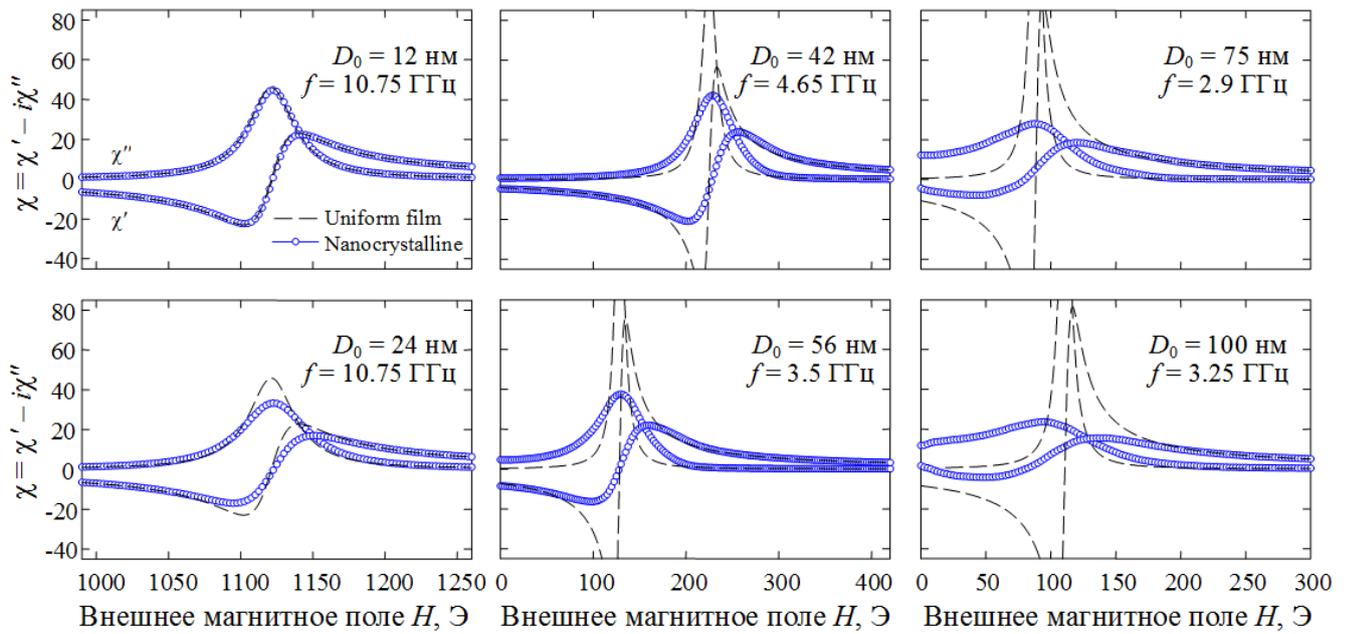


Рисунок 4.4 – Полевая зависимость высокочастотной магнитной восприимчивости  $\chi(H)$  нанокристаллических тонких пленок с размером кристаллитов  $D_0 = 12, 24, 42, 56, 75$  и  $100$  нм на частотах максимального уширения линии ФМР (круглые маркеры). Штриховые линии – теоретические зависимости  $\chi(H)$  для однородно намагниченных тонких пленок (формула 4.4)

Из представленных на рисунках кривых видно, что в пленках, для которых отношения  $F^e/F^k > 1$ , обменное взаимодействие между кристаллитами в значительной степени подавляет влияние локальной анизотропии. Это особенно видно для пленки с  $D_0 = 12$  нм, для которой обменная энергия более чем в 8 раз превышает энергию случайной одноосной анизотропии (таблица 3.1). По своим магнитным свойствам она приближается к изотропной однородно намагниченной тонкой магнитной пленке, а график ее магнитной проницаемости практически совпадает с теоретической зависимостью (4.4). С увеличением размера кристаллитов влияние энергии случайной одноосной анизотропии начинает доминировать над обменной, что приводит к значительному уширению и асимметрии линии  $\chi''(H)$ , а также к сдвигу резонансной частоты. Если размер кристаллита становится сопоставимым с радиусом обменной корреляции, что справедливо для пленки с  $D_0 = 100$  нм, для которой энергия случайной анизотропии более чем в 8 раз превышает обменную (таблица 3.1), то амплитуда пространственных флуктуаций намагниченности значительно возрастает. Это приводит к максимальной трансформации зависимости  $\chi(H)$ .

### 4.1.5 Особенности смещения и уширения линии ФМР

Очевидно, что ширина линии ферромагнитного резонанса любого магнитного материала в первую очередь, определяется его собственным коэффициентом затухания. Однако наличие в них внутренних неоднородностей может приводить к другим несобственным механизмам релаксации намагниченности, среди которых важную роль играют двухмагنونные процессы рассеяния [81]. Эти процессы сопровождаются затуханием спиновых волн (магнонов) при взаимодействии с неоднородными внутренними магнитными полями, источником которых могут служить неоднородности магнитной среды самой различной физической природы. Например, в работах [170, 182] рассмотрено влияние случайной локальной анизотропии на двухмагنونные процессы рассеяния в поликристаллических тонких пленках, а в [183, 184] изучается влияние случайного распределения неоднородностей и шероховатостей на поверхности пленок. Для разделения собственных и несобственных механизмов релаксации можно записать резонансное поле  $H_R$  и ширину линии  $\Delta H$  ФМР, полученные в результате численного моделирования, в виде суммы, состоящей из двух частей

$$\begin{aligned} H_R &= H_0 + H^{(2m)}, \\ \Delta H &= \Delta H_0 + \Delta H^{(2m)}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где первый член правой части каждого из двух выражений отвечает за однородный ФМР тонкой пленки без учета ее неоднородной структуры, второй – за двухмагنونные процессы рассеяния спиновых волн на неоднородностях. Резонансное поле  $H_0$  удовлетворяет условию  $\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\omega_H(\omega_M + \omega_H)}$ , и на резонансных частотах  $f_0$  менее  $\sim 10\text{--}15$  ГГц может приближенно быть найдено в виде  $H_0 \approx \pi(f_0/\gamma)^2/M_s$ . Ширина линии однородного ФМР определяется хорошо известным выражением  $\Delta H_0 = 4\pi\alpha f_0/\gamma$  [81].

Согласно теории двухмагنونных процессов рассеяния, разработанной Ариасом и Милсом для неоднородных ультратонких пленок [184], частотная зависимость уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  описывается выражением

$$\Delta H^{(2m)} = \Gamma \arcsin \sqrt{\frac{H_0}{H_0 + 4\pi M_s}} = \Gamma \arcsin \sqrt{\frac{\sqrt{f_0^2 + (f_M/2)^2} - f_M/2}{\sqrt{f_0^2 + (f_M/2)^2} + f_M/2}}, \quad (4.6)$$

широко используемым на практике для интерпретации экспериментальных зависимостей  $\Delta H(f_0)$  [185–187]. Здесь  $f_M = \omega_M / 2\pi$ , а  $\Gamma$  – частотно-независимая постоянная, характеризующая «интенсивность» магнитных неоднородностей. Как видно из (4.6), зависимость  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$  является монотонно увеличивающейся до некоторого насыщения функцией без каких-либо особенностей.

Однако, как показал численный расчет микромагнитной модели ТМП, у нанокристаллических пленок с размером кристаллитов  $D_0$  выше некоторого порогового значения на определенной частоте  $f_1$ , зависящей от параметров пленки, наблюдается резкое увеличение поглощения высокочастотной мощности и, как следствие, резкое уширение линии ФМР. В качестве примера на рисунке 4.5 (а) для двух значений  $D_0 = 12$  и  $24$  нм сплошными линиями построены зависимости  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$ , полученные численным микромагнитным моделированием высокочастотной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок. Штриховыми линиями на рисунке 4.5 (а) дополнительно показана аппроксимация зависимостей  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$  по формуле (4.6). Видно, что для пленки с относительно малым размером кристаллитов  $D_0 = 12$  нм и толщиной  $d = D_0$  теория Ариаса и Милса достаточно хорошо описывает полученную зависимость  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$ . Однако для пленки с  $D_0 = 24$  нм уширение линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  имеет острый пик на частоте  $f_1 \approx 10.75$  ГГц, при этом на высоких частотах наблюдается достаточно хорошее согласие микромагнитного расчета с теорией Ариаса и Милса.

Как и следовало ожидать, уширение линии ФМР за счет двухмагнетонного механизма релаксации намагниченности на величину  $\Delta H^{(2m)}$  одновременно сопровождается изменением резонансного поля на величину  $H^{(2m)}$  относительно поля  $H_0$ , соответствующего полю ФМР однородной пленки без «ряби» намагниченности. Этот факт подтверждают представленные на рисунке 4.5 (b) зависимости  $H^{(2m)}(f_0)$  для нанокристаллических пленок с  $D_0 = 12$  и  $24$  нм. Из рисунка видно, что зависимость  $H^{(2m)}(f_0)$  для пленки с  $D_0 = 12$  нм с ростом резонансной частоты сначала плавно возрастает и достигает своего максимума около 1 Э на частоте примерно 21 ГГц, а затем монотонно снижается вплоть до нуля на частоте 160 ГГц. Отличное поведение показывает зависимость  $H^{(2m)}(f_0)$  для нанокристаллической пленки с  $D_0 = 24$  нм. Резкое возрастание уширения линии ФМР также сопровождается и значительным смещением резонансного поля  $H^{(2m)}$  как в область положительных, так и в область отрицательных магнитных полей. Причем смена знака  $H^{(2m)}$  наблюдается примерно в точке максимального уширения линии ФМР на частоте

$f_1 \approx 10.75$  ГГц. Следует обратить внимание на характерный для резонансных систем вид зависимостей  $H^{(2m)}(f_0)$  и  $\Delta H^{(2m)}$ , которые подобно действительной и мнимой частям резонансной кривой описывают некоторый «колебательный процесс».

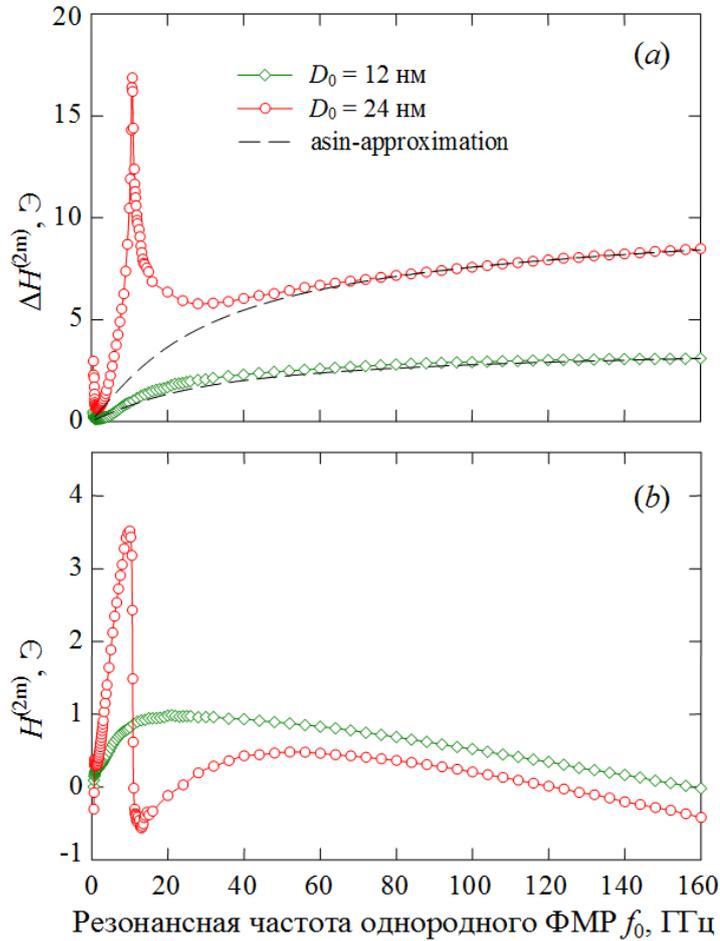


Рисунок 4.5 – Частотные зависимости уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  (a) и смещения резонансного поля  $H^{(2m)}$  (b), полученные численным микромагнитным моделированием высокочастотной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок с размером кристаллитов  $D_0 = 12$  и 24 нм. Штриховые линии – аппроксимация по формуле (4.6)

С увеличением размера кристаллитов ТМП обнаруженная «резонансная» особенность двухмагнонных процессов рассеяния сохраняется (рисунок 4.6), при этом быстро увеличивается релаксационный вклад  $\Delta H^{(2m)}$  в ширину линии ФМР и монотонно понижается частота «резонанса»  $f_1$  (таблица 4.1).

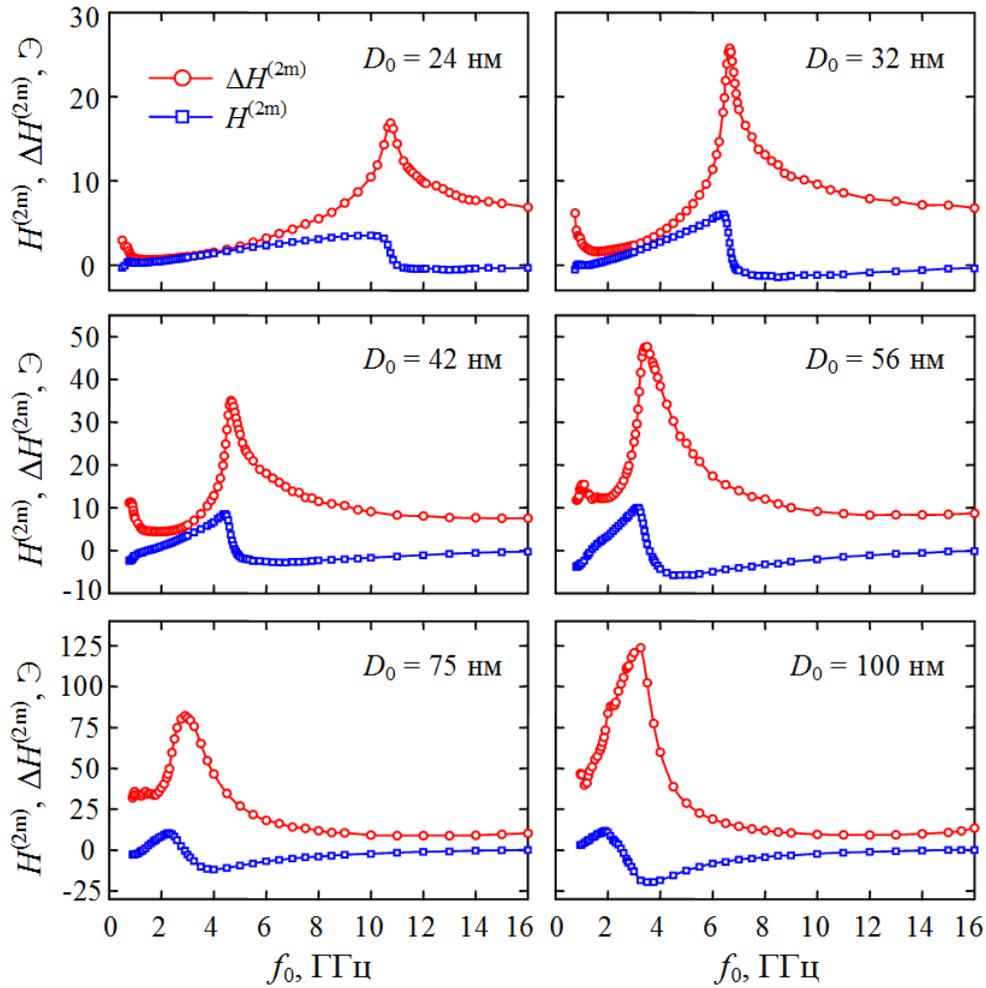


Рисунок 4.6 – Частотные зависимости смещения резонансного поля  $H^{(2m)}$  (квадратные маркеры) и уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  (круглые маркеры), полученные микромагнитным моделированием высокочастотной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок с размерами кристаллитов  $D_0 = 24, 32, 42, 56, 75$  и  $100$  нм. Толщина пленок  $d = D_0$

Из таблицы 4.1 видно, что для пленки с размером кристаллитов 24 нм за счет двухмагнонных процессов рассеяния ширина линии ФМР увеличивается примерно в полтора раза, а для пленки с  $D_0 = 100$  нм – больше, чем на порядок. Для каждого из образцов в таблице 4.1 дополнительно приведены корреляционные характеристики неоднородной стохастической магнитной структуры пленок, полученные в точке  $f_1$ . Средне-квадратическое отклонение  $\langle \varphi \rangle$  неоднородной намагниченности от среднего направления показывает практически линейный рост с увеличением размера кристаллитов ТМП с  $0.6^\circ$  для  $D_0 = 24$  нм до  $4^\circ$  для  $D_0 = 100$  нм. Это говорит о возрастающей роли с ростом  $D_0$  в процессах релаксации внутренних неоднородных магнитных полей, возникающих в пленке из-за дисперсии намагниченности. В частности, как видно из рисунка 4.6, дис-

персия намагниченности приводит к искажению и «уширению» зависимостей  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$  и  $H^{(2m)}(f_0)$ , и, как следствие, к смещению частоты максимального уширения линии ФМР  $f_1$ .

Таблица 4.1 – Зависимости от размера кристаллитов  $D_0$  ТМП частоты максимального уширения линии ФМР  $f_1$  за счет двухмагنونного механизма рассеяния на «ряби» намагниченности, величины уширения  $\Delta H_{2m}$ , а также резонансного поля  $H_0$  и ширины линии  $\Delta H_0$  для пленок в отсутствии «ряби». Для соответствующих значений  $D_0$  и  $H_0$  приведены корреляционные характеристики неоднородной стохастической магнитной структуры пленок: дисперсии  $d_m$ , среднеквадратического отклонения  $\langle \varphi \rangle \approx \sqrt{d_m} 180 / \pi$ , продольного  $R_{\parallel}$  и поперечного  $R_{\perp}$  корреляционных радиусов поперечной компоненты намагниченности  $m_y = M_y / M_s$

$D_0$ (нм)	$f_1$ (ГГц)	$\Delta H_{2m}$ (Э)	$H_0$ (Э)	$\Delta H_0$ (Э)	$d_m \times 10^4$	$\langle \varphi \rangle$ (°)	$2R_{\parallel}/D_0$	$2R_{\perp}/D_0$
24	10.75	16.9	1121	38.4	1.2	0.6	1.4	5.4
32	6.65	25.7	452	23.7	3.8	1.1	1.5	8.8
42	4.66	35.0	225	16.6	9.5	1.8	1.5	12.8
56	3.46	47.6	129	12.5	21.2	2.6	1.4	16.8
75	2.89	82.2	89	10.4	39.3	3.6	1.2	19.3
100	3.26	123.7	111	11.6	41.4	4.0	1.1	17.6

Обнаруженная микромагнитным моделированием «резонансная» особенность смещения и уширения линии ФМР была теоретически описана в работе Игнатченко и Дегтярева [188], которые с учетом ранее опубликованной Игнатченко статьи [161] впервые разработали динамическую теорию «ряби» намагниченности. Игнатченко и Дегтярев установили, что механизмом смещения и ассиметричного уширения линии ФМР является возбуждение спиновых волн однородным внешним высокочастотным полем вследствие неоднородности внутренних полей, обусловленных как случайным полем локальной магнитной анизотропии, так и неоднородной стохастической магнитной структурой. Они также теоретически показали, что смещение и уширение линии ФМР в таких неоднородных пленках носят «резонансный» характер, а значение для частоты  $f_1$ , соответствующей максимуму уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  и изменению знака смещения резонансного поля  $H^{(2m)}$ , определяется следующим приближенным выражением

$$f_1 \approx 2 \frac{\gamma}{d} \sqrt{\frac{A}{\pi}} \sqrt{\frac{d}{D_0}}. \quad (4.7)$$

На рисунке 4.7 круглыми маркерами представлена зависимость частоты максимального уширения линии ФМР  $f_1$  от размера кристаллитов нанокристаллических пленок, полученная на основе данных численного микромагнитного моделирования. Штриховой линией на этом же рисунке показана теоретическая зависимость  $f_1(D_0)$ , полученная с помощью формулы (4.7) с учетом того, что в численной модели толщина пленки соответствовала размеру кристаллитов. Видно, что данные численного эксперимента в целом хорошо согласуются с теорией Игнатченко и Дегтярева.

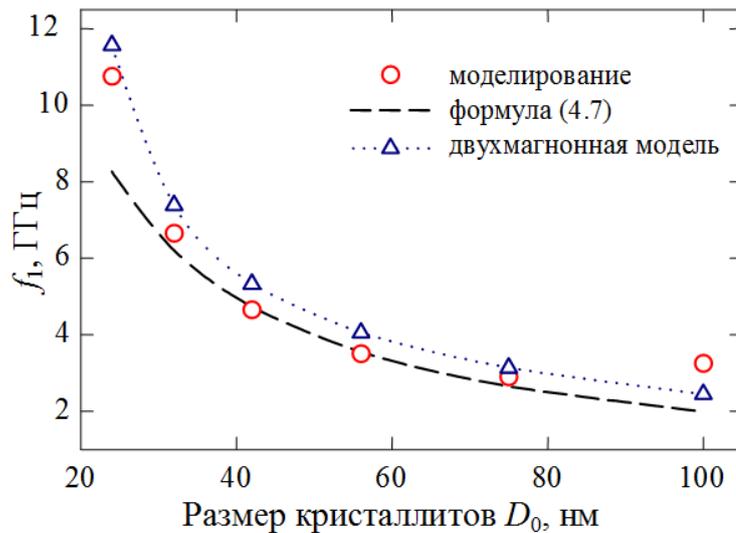


Рисунок 4.7 – Зависимость резонансной частоты  $f_1$ , при которой наблюдается максимальное уширение линии ФМР, от размера кристаллитов нанокристаллической ТМП. Круглые маркеры – результат микромагнитного моделирования, штриховая линия – расчет по формуле (4.7), треугольные маркеры – расчет на основе двухмагنونной модели рассеяния (раздел 4.2.5.2)

Интересно отметить, что подобный «резонансный» пик уширения линии ФМР был обнаружен в нанокристаллических тонких ферромагнитных пленках  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{V}_{20}$  [189]. В этой работе авторы исследовали влияние температуры отжига на процессы кристаллизации и параметры ферромагнитного резонанса тонкой пленки. Было обнаружено, что при превышении вследствие отжига размера кристаллитов некоторого порогового значения  $\sim 14$  нм на частоте  $f_1 \sim 5.5$  ГГц наблюдалось резкое уширение линии ФМР, которое также сопровождалось значительным смещением резонансного поля. Причем это смещение носило «резонансный» характер с изменением знака в окрестности  $f_1$ . Оценка резонансной частоты  $f_1$  в соответствии с формулой (4.7) для параметров образца  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{V}_{20}$ , приведенных в [189], дает близкое к экспериментальным значение 5.3 ГГц.

## 4.2 Эффект уширения и смещения линии ФМР в тонких нанокристаллических пермалловых пленках

В предыдущем разделе было показано, что магнитные параметры нанокристаллических тонких пленок в значительной степени определяются размером кристаллитов. Если их размер не превышает длину магнитных корреляций, влияние обменного и магнитостатического взаимодействия приводит к усреднению случайной анизотропии отдельных кристаллитов и, как следствие, к значительному снижению коэрцитивной силы и росту магнитной проницаемости среды. При этом в пленке формируется своеобразная волнообразная квазипериодическая магнитная структура, с длиной волны, зависящей как от магнитных параметров пленки, так и от величины приложенного внешнего поля. Такая неоднородная магнитная структура может приводить к дополнительным механизмам затухания в тонких пленках [190, 191].

В данном разделе подробно рассмотрен обнаруженный в нанокристаллической пермалловой тонкой пленке эффект резкого уширения и смещения линии ФМР, обусловленный рассеянием спиновых волн на квазипериодической магнитной структуре «ряби» намагниченности. Для детального анализа обнаруженного эффекта результаты структурных и магнитоструктурных исследований, а также результаты сканирующей и широкополосной ФМР-спектроскопии, были дополнены результатами численного моделирования магнитной структуры и высокочастотной магнитной проницаемости исследуемых образцов. Кроме того, для объяснения механизма и особенностей формирования эффекта рассмотрена двухмагنونная модель рассеяния, с помощью которой было получено выражение для оценки порогового размера кристаллитов, выше которого возникает этот эффект.

### 4.2.1 Изготовление экспериментальных образцов

Две нанокристаллические тонкие магнитные пленки (Образец 1 и Образец 2) толщиной 40 нм были изготовлены одновременно в ходе единого цикла осаждения методом ДС-магнетронного распыления мишени  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ . Тонкие пленки напылялись на квадратные подложки из кварцевого стекла с шероховатостью  $\sim 1$  нм размером  $12 \times 12 \times 0.5$  мм<sup>3</sup>. Предварительно подложки были очищены в ультразвуковой ванне в горячих растворах: слабом мыльном, а затем в 10%-м растворе пероксида водорода, после

чего высушены в парах изопропанола. Для исключения возможности формирования больших кристаллитов на начальной стадии роста магнитной пленки, подложки были предварительно покрыты методом термического испарения аморфным слоем SiO толщиной 200 нм. Подложки размещались в подложкодержателе с квадратной маской размерами  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ . Расстояние между мишенью и подложкой составляло 170 мм. Удельная плотность мощности магнетрона вблизи мишени поддерживалась постоянной на уровне  $4.7 \text{ Вт/см}^2$ , что обеспечивало скорость осаждения  $0.25 \text{ нм/с}$ . Базовое давление в камере составляло  $3 \times 10^{-4} \text{ Па}$ , а магнетронное испарение происходило в атмосфере аргона при давлении  $2 \times 10^{-1} \text{ Па}$ . Во время процесса осаждения температура подложек поддерживалась на уровне  $200 \text{ }^\circ\text{C}$ . При этом для наведения в образце планарной одноосной магнитной анизотропии в плоскости пленки было приложено постоянное однородное магнитное поле величиной 200 Э. По окончании осаждения пленок Образец 1 извлекался из камеры для проведения исследований, а Образец 2 до извлечения из камеры подвергался дополнительному отжигу при температуре  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  (с целью роста кристаллитов в нем) в течение 3 часов при давлении в камере  $3 \times 10^{-4} \text{ Па}$  и также в ориентирующем магнитном поле 200 Э.

## **4.2.2 Методы исследования экспериментальных образцов**

### **4.2.2.1 Определение кристаллической и магнитной структуры**

Морфология, микроструктура и локальный элементный состав полученных образцов были исследованы с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе JEM-2100 (JEOL Ltd.), работающем при ускоряющем напряжении 200 кВ. Микроскоп был оснащен энергодисперсионным спектрометром (ЭДС) Oxford Inca x-sight, который использовался для контроля элементного состава образцов. Для определения кристаллической структуры наночастиц были использованы методы микродифракции электронов и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМВР). Магнитная структура тонких пленок визуализировалась методом Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (Лоренцева ПЭМ) [192, 193] на электронном микроскопе JEM-2100 (JEOL Ltd.). Для проведения электронно-микроскопических исследований полученные тонкие пленки отделялись от подложки с помощью 10%-го

водного раствора плавиковой (HF) кислоты и высаживались на электронно-микроскопические поддерживающие сеточки.

#### 4.2.2.2 Измерение высокочастотных характеристик тонких пленок

Высокочастотные магнитные свойства полученных образцов были исследованы с помощью широкополосного спектрометра ФМР в диапазоне частот от 100 МГц до 9.5 ГГц. Измерения проводились при развертке частоты  $f$  для различных значений внешнего магнитного поля  $H$  от 0 до 1 кЭ. Конструкция измерительной ячейки, внутри которой размещался исследуемый образец тонкой магнитной пленки, общая схема спектрометра ФМР и методика измерений приведены в разделе 2.1.2.

Для определения магнитных параметров образцов использовался сканирующий спектрометр ФМР (раздел 2.1.1). Измерения проводились на частоте 2.5 ГГц при развертке внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости образца. Эффективная намагниченность насыщения  $M_{eff}$  и величина поля планарной одноосной магнитной анизотропии  $H_u$  определялись из снятых угловых зависимостей резонансного поля с использованием методики, описанной в разделе 2.2. Следует отметить, что использование метода ФМР позволяет определять не саму намагниченность насыщения  $M_s$  пленок, а лишь ее некоторое эффективное значение  $M_{eff} = M_s - H_{\perp}/4\pi$  (выражение 2.13). Входящее в это выражение перпендикулярная магнитная анизотропия  $H_{\perp}$  может быть связана как с поверхностной магнитной анизотропией пленки [18], так и с неоднородными размагничивающими полями, возникающими, например, из-за формирования в пленке столбчатой микроструктуры [167, 194] или из-за шероховатостей на поверхности подложки [195]. Как правило,  $H_{\perp} \ll 4\pi M_s$ , поэтому приближенно можно считать  $M_{eff} \approx M_s$ .

#### 4.2.2.3 Детали микромагнитного моделирования

Для проведения численных исследований магнитной микроструктуры и высокочастотной магнитной проницаемости нанокристаллических тонких пленок использовалась микромагнитная модель, подробное описание которой дано в разделе 3.1. Дискретизация модели была выполнена методом конечных разностей [120]. В результате рассматриваемый объект разбивался на  $N$  одинаковых дискретных ячеек в форме параллелепипеда объемом  $V_0$  с векторами намагниченности  $\mathbf{M}_i$ , ( $i=1,2,\dots,N$ ), постоянными в пре-

делах каждой ячейки. Размер ячеек в плоскости пленки соответствовал среднему размеру кристаллитов  $D_0$ , а высота ячеек была равна толщине пленки  $d$ , т. е.  $V_0 = D_0^2 d$ . Общее количество дискретных ячеек в плоскости пленки  $xy$  составило  $N = N_x \times N_y = 2048 \times 2048 \approx 4 \times 10^6$ . Чтобы исключить краевые эффекты, связанные с неоднородностью внутреннего магнитного поля вблизи границ образцов [196], при расчете энергий обменного и магнитостатического взаимодействий дополнительно использовались двумерные периодические граничные условия [147].

Магнитная микроструктура нанокристаллических тонких пленок определялась из решения системы линейных неоднородных уравнений с неопределенными множителями Лагранжа (раздел 3.1). Полученное равновесное распределение намагниченности проверялось на устойчивость, и, если это условие не выполнялось, осуществлялся поиск нового равновесного распределения намагниченности в направлении релаксации системы (раздел 3.1.4). Для расчета высокочастотной магнитной восприимчивости (проницаемости) пленок использовалась численная реализация метода неопределенных коэффициентов для решения системы линеаризованных уравнений Ландау – Лифшица (раздел 3.2.3), описывающих движение намагниченности в каждой ячейке.

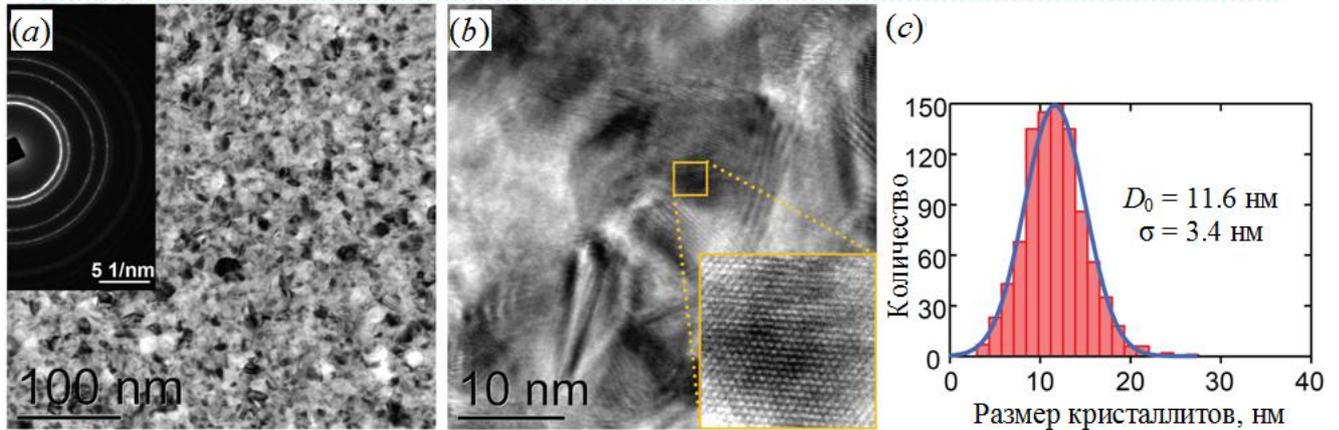
## 4.2.3 Кристаллическая и магнитная структура образцов

### 4.2.3.1 Состав и кристаллическая структура пленок

Микроструктура изготовленных тонких магнитных пленок исследовалась с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Результаты для исходного Образца 1 представлены на рисунках 4.8 ( $a - c$ ), тогда как для отожденного при температуре 350 °С Образца 2 на рисунках 4.8 ( $d - f$ ). Как видно из рисунка 4.8 ( $a$ ), пленка в исходном состоянии (Образец 1) имеет нанокристаллическую структуру. Электронограмма, полученная от участка пленки диаметром 1.3 мкм, представлена на вставке рисунка 4.8 ( $a$ ). Данная электронограмма свидетельствует о случайной ориентации отдельных кристаллитов. Эти плотноупакованные частицы диаметром от 4 до 28 нм образуют сплошную пленку. На рисунке 4.8 ( $c$ ) представлены результаты статистической обработки ПЭМ изображений для Образца 1. Распределение диаметра частиц имеет практически симметричную форму и может быть хорошо описано нормальным

распределением Гаусса со средним значением  $D_0 = 11.6$  нм и стандартным отклонением  $\sigma = 3.4$  нм.

### Образец 1



### Образец 2

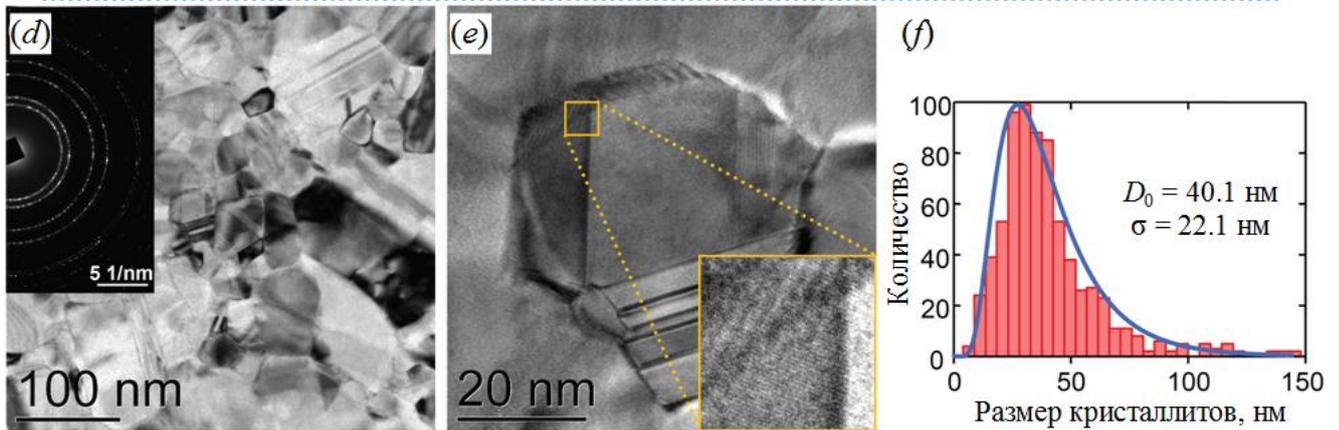


Рисунок 4.8 – Изображения ПЭМ (*a, d*), ПЭМВР (*b, e*) и распределение частиц по размеру (*c, f*) для Образца 1 и Образца 2 соответственно. На вставках рисунков (*a, d*) представлены электронограммы для соответствующих образцов

Как видно из рисунков 4.8 (*d – f*), отжиг в течение 3 часов при температуре 350 °С Образца 2 привел к ожидаемому росту кристаллитов. При этом наблюдается значительный разброс значений их диаметров: от 4 до 150 нм со средним значением  $D_0 = 40.1$  нм и стандартным отклонением  $\sigma = 22.1$  нм. В отличие от исходного состояния, как у пленки без отжига, для Образца 2 распределение частиц по размеру (рисунок 4.8, *f*) носит ассиметричный характер и в большей степени соответствует не нормальному, а логнормальному распределению, что справедливо для большинства поликристаллических материалов [197].

По данным ЭДС, атомные концентрации Fe и Ni составили Fe –  $20 \pm 0.5$  ат. %; Ni –  $80 \pm 0.5$  ат. % как для Образца 1, так и Образца 2. Анализ электронограмм (вставки на рисунках 4.8 (a, d)), а также результатов ПЭМВР (рисунок 4.8 (b, e)), показал, что пленки состоят из кристаллитов  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  (пространственная группа Fm-3m, параметр решетки  $a = 3.55 \text{ \AA}$ ). На электронограммах наблюдается полный набор дифракционных рефлексов поликристаллического типа, соответствующих гранецентрированной кубической (ГЦК) решетке  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ . Результаты структурных исследований и данные об элементном составе экспериментальных образцов обобщены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Структурные и магнитные параметры Образца 1 и Образца 2

Параметры	Образец 1	Образец 2
Структурные параметры		
Средний размер кристаллитов $D_0$ (нм)	11.6	40.1
Стандартное отклонение размера кристаллитов $\sigma$ (нм)	3.4	22.1
Химический состав		
Fe/Ni (at.%)	20/80	20/80
Магнитные параметры		
Эффективная намагниченность насыщения $M_{eff}$ (Гс)	$873.4 \pm 6.2$	$915.0 \pm 7.6$
Поле планарной одноосной анизотропии $H_u$ (Э)	$4.0 \pm 0.21$	$3.2 \pm 0.26$
Константа планарной одноосной анизотропии $K_u = H_u M_s / 2$ (эрг/см <sup>3</sup> )	$(1.75 \pm 0.07) \times 10^3$	$(1.46 \pm 0.11) \times 10^3$
Параметры микромагнитной модели		
Константа локальной одноосной магнитной анизотропии $K$ (эрг/см <sup>3</sup> )	$12.55 \times 10^4$	$6.90 \times 10^4$
Константа обмена $A$ (эрг/см)	$1 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-6}$
Параметр затухания $\alpha$	0.0065	0.0065

#### 4.2.3.2 Магнитная структура

На рисунке 4.9 представлены характерные для Образца 1 (рисунок 4.9 (a, b)) и Образца 2 (рисунок 4.9 (d, e)) изображения магнитной структуры, полученные с помо-

щью Лоренцевой электронной микроскопии без внешнего магнитного поля в области пленок. Контраст, отражающий распределение намагниченности в пленках, возникает благодаря отклонению электронов при их прохождении через магнитный тонкопленочный образец [192, 193].

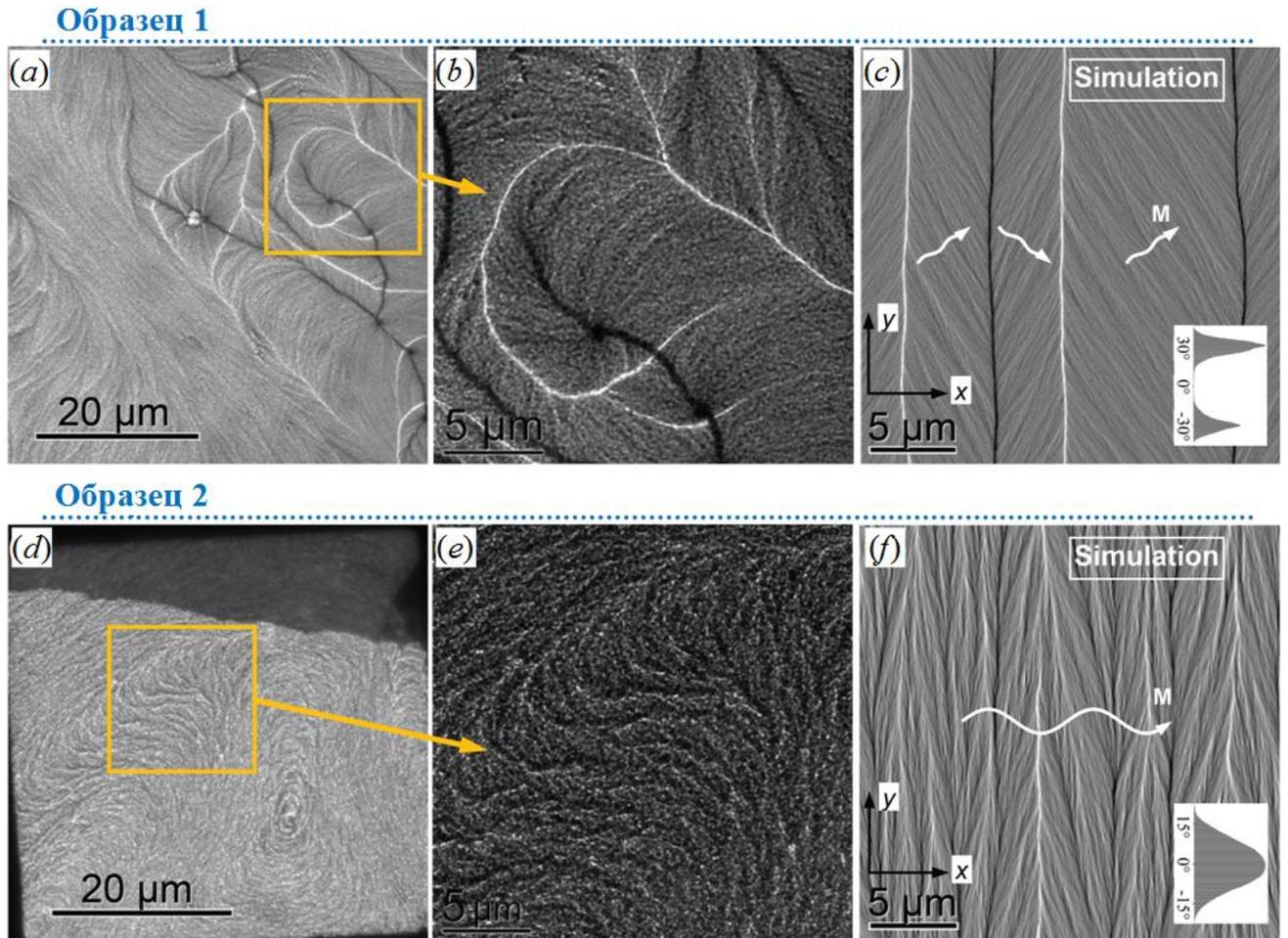


Рисунок 4.9 – Изображения Лоренцевой ПЭМ для Образца 1 (*a, b*), Образца 2 (*d, e*) и результаты численного моделирования магнитной структуры (*c, f*) для Образцов 1 и 2 соответственно. На вставках рисунков (*c, f*) – показано распределение магнитных моментов кристаллитов в зависимости от угла их отклонения от оси  $x$

Как видно из рисунков 4.9 (*a, b*), в Образце 1 отчетливо наблюдаются малоугловые доменные границы Нееля, которые на изображении проявляются в виде темных и светлых линий в зависимости от направления намагниченности по обеим сторонам границы. Кроме того, наблюдается и изменение направления намагниченности внутри самого домена, которое проявляется на изображении в виде тонких светлых и темных волнообразных линий, перпендикулярных локальному направлению намагниченности  $\mathbf{M}$ . Такая тонкая магнитная структура, известная как «рябь» намагниченности, является следст-

вием случайной ориентации локальной анизотропии каждого кристаллита [157–161]. У отожженного Образца 2 (рисунок 4.9 (*d, e*)) не наблюдаются отчетливо выраженные доменные границы Нееля, как у Образца 1. Вместе с тем амплитуда «ряби» намагниченности у него значительно выше.

## 4.2.4 Результаты СВЧ-измерений и микромагнитного моделирования

### 4.2.4.1 СВЧ-характеристики

С помощью сканирующего спектрометра ФМР были получены экспериментальные значения эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$  и величины поля одноосной магнитной анизотропии  $H_u$ , наведенной в процессе осаждения пленок внешним магнитным полем. Измерения проводились с локальных участков размером  $1 \text{ мм}^2$  с шагом 1 мм по всей площади пленки. Результаты измерений параметров для Образцов 1 и 2 приведены соответственно на рисунке 4.10 (*a, b*) и 4.10 (*c, d*). Как видно из рисунка, сравнительно высокая однородность распределения магнитных характеристик наблюдается в центральной части пленок. При этом на краях пленок наблюдаются значительные отклонения поля наведенной одноосной магнитной анизотропии  $H_u$  и заметное уменьшение эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$ . Подобное поведение магнитных параметров в пленках ранее изучалось в работах [196, 198], в которых было установлено, что природа таких краевых эффектов в основном связана с неоднородными размагничивающими полями, возникающими на краях образцов конечных размеров.

Усредненные значения измеренных магнитных параметров для обоих образцов представлены в таблице 4.2. Обнаружено, что отжиг при температуре  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 3 часов привел к росту эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$  с 873.4 Гс до 915 Гс и снижению величины поля  $H_u$  с 4 Э до 3.2 Э. Такое изменение магнитных параметров обусловлено ростом кристаллической фазы и снижением относительной доли межзеренной аморфной фазы.

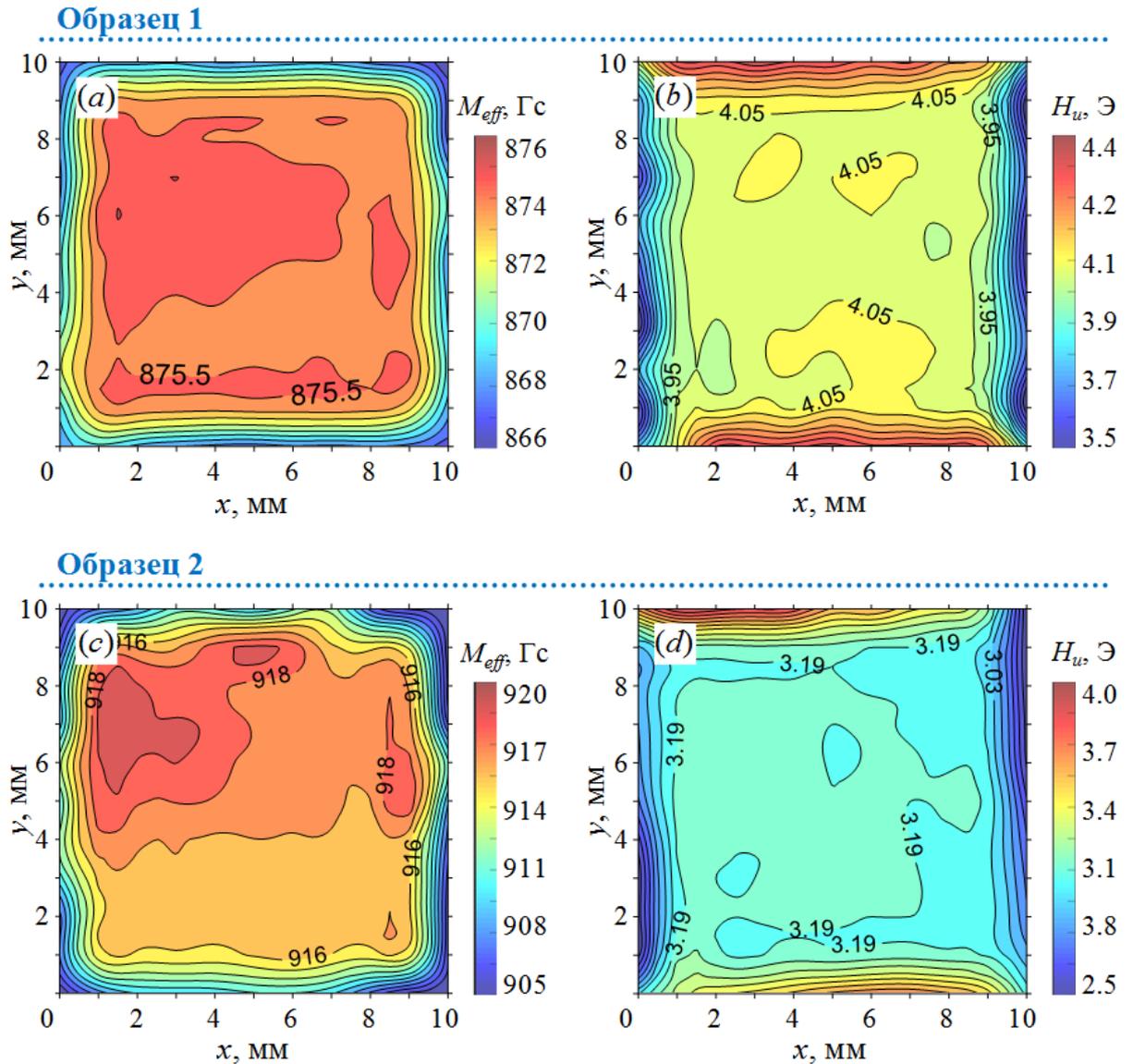


Рисунок 4.10 – Распределение эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$  и поля одноосной магнитной анизотропии  $H_u$  по площади Образца 1 (a, b) и Образца 2 (c, d)

С помощью широкополосного спектрометра ФМР в диапазоне частот  $f$  от 100 МГц до 9.5 ГГц и значений внешнего магнитного поля  $H$  от 0 до 1 кЭ были исследованы высокочастотные свойства экспериментальных образцов. Для Образца 1 и Образца 2 на рисунках 4.11 (b) и 4.11 (d) соответственно представлены зависимости от  $f$  и  $H$  мнимой части магнитной проницаемости  $\mu = \mu' - i\mu''$ . Измерения проводились при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания (ОТН). Следует обратить внимание, что максимальное поглощение пленкой, которое описывается мнимой частью магнитной проницаемости  $\mu''$ , наблюдается, когда частота возбуждения  $f = \omega/2\pi$  совпадает с частотой ФМР. В этом случае  $\mu''_{max} \approx \omega_M/\alpha\omega$ , где  $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$ ,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение равное  $1.76 \times 10^7$  рад/с Э, а  $\alpha$  – безразмерный параметр затухания. С увеличе-

нием внешнего магнитного поля, приложенного к пленке, возрастает частота ФМР, в результате чего  $\mu''_{max}$  убывает обратно пропорционально  $\omega$ . Поэтому, для того чтобы хорошо были видны детали ФМР-спектров во всем частотном диапазоне от 0 до 8 ГГц, на рисунках 4.11 (b, d) цветом представлены нормированные зависимости  $\mu''(f, H) \cdot \omega / \omega_M$ . Такая нормировка позволила отобразить спектры  $\mu''(f, H)$  в одном масштабе и улучшить визуальное восприятие области максимального уширения линии ФМР.

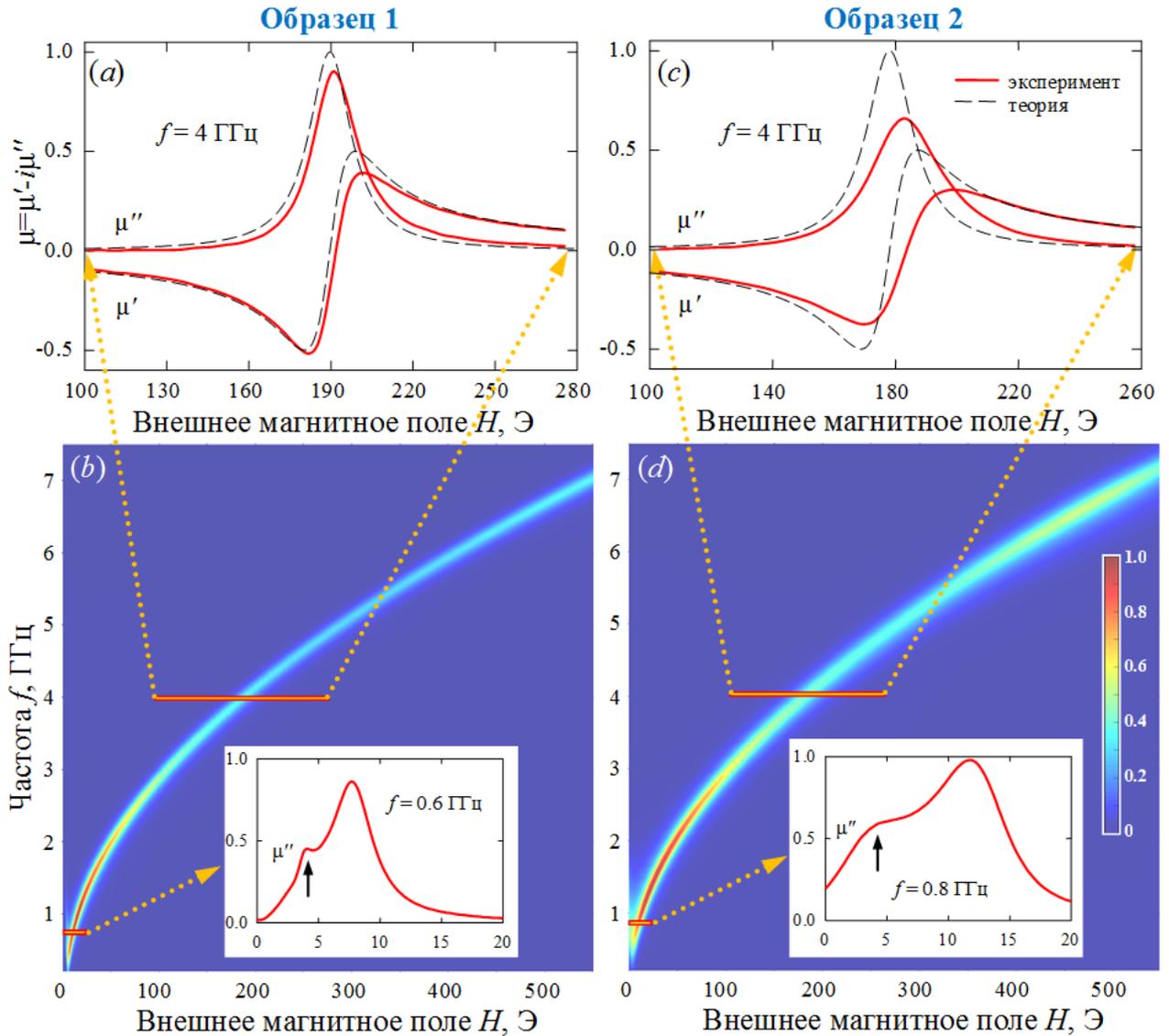


Рисунок 4.11 – Результаты ФМР-измерений. (a, c) Нормированные зависимости действительной  $\mu'$  и мнимой  $\mu''$  частей магнитной проницаемости от величины внешнего магнитного поля  $H$ , измеренные на частоте  $f = 4$  ГГц (сплошные линии) и вычисленные по формуле (4.8) (штриховые линии) для Образца 1 и Образца 2. (b, d) Нормированные зависимости  $\mu''(f, H) \cdot \omega / \omega_M$  для Образца 1 и Образца 2. На вставках рисунков (b, d) представлены фрагменты нормированных спектров  $\mu''(H)$ , измеренных на обозначенных частотах

В качестве примера на рисунках 4.11 (а, с) сплошными линиями также показаны фрагменты нормированных спектров ФМР  $\mu'(H)$  и  $\mu''(H)$  на частоте  $f = 4$  ГГц.

Как было показано в разделе 1.1.1, феноменологическая теория ферромагнитного резонанса для однородно намагниченной тонкой пленки с одноосной магнитной анизотропией дает простое выражение для магнитной проницаемости

$$\mu(f, H) = \mu' - i\mu'' = 1 + \frac{\omega_M \omega_z}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\alpha\omega(\omega_z + \omega_y)}, \quad (4.8)$$

где  $\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\omega_z \omega_y}$  определяет частоту однородного ФМР. При намагничивании пленки вдоль ОН, как в эксперименте, значения  $\omega_z$  и  $\omega_y$  определяются из условий

$$\begin{aligned} \omega_z &= \gamma(4\pi M_s + H_u); & \omega_y &= \gamma(H_u^2 - H^2)/H_u & \text{для } H \leq H_u, \\ \omega_z &= \gamma(4\pi M_s + H); & \omega_y &= \gamma(H - H_u) & \text{для } H \geq H_u. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Для экспериментальных значений магнитных параметров пленок на рисунках 4.11 (а, с) штриховыми линиями показаны теоретические зависимости  $\mu'(H)$  и  $\mu''(H)$ , полученные с использованием выражения (4.8). Из представленных на рисунках кривых видно, что нанокристаллическая структура пленок приводит к смещению резонансного поля и уширению линии ФМР. Причем такая трансформация спектра ФМР выражена сильнее для Образца 2, у которого средний размер кристаллитов в 3.5 больше, чем у Образца 1.

Как было уже отмечено в разделе 4.1.5, ширина линии ФМР любого магнитного материала в первую очередь определяется его собственным коэффициентом затухания. Однако наличие внутренних неоднородностей в магнитных образцах может приводить к другим несобственным механизмам релаксации колебаний намагниченности, среди которых важную роль играют двухмагنونные процессы рассеяния [81]. Для разделения собственных и несобственных механизмов релаксации удобно записать экспериментально полученные значения резонансного поля  $H_R$  и ширины линии  $\Delta H$  ФМР в виде сумм, состоящих из двух слагаемых в виде (4.5), где первый член правой части каждого из двух выражений отвечает за однородный ФМР тонкой пленки без учета ее неоднородной структуры, второй (как будет показано в разделе 4.2.5) – за двухмагنونные процессы рассеяния спиновых волн на неоднородностях. Резонансное поле  $H_0$  удовлетворяет условию  $\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\omega_z \omega_y}$ , а ширина линии однородного ФМР определяется хорошо

известным выражением  $\Delta H_0 = 4\pi f_0 \alpha / \gamma$  [81]. Используя теоретические значения  $H_0$  и  $\Delta H_0$ , с помощью (4.5) можно выделить составляющие  $H^{(2m)}$  и  $\Delta H^{(2m)}$  из экспериментальных значений  $H_R$  и  $\Delta H$ .

На рисунках 4.12 (a, b) маркерами показаны экспериментальные зависимости дополнительного вклада в ширину линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  и смещение резонансного поля  $H^{(2m)}$  от частоты  $f_0$  для Образца 1 (треугольные) и Образца 2 (круглые маркеры). Изначально следует обратить внимание на резкое уширение и смещение резонансного поля, наблюдаемое для обоих образцов на низких частотах менее 1 ГГц. Такое поведение легко понять из данных на рисунках 4.11 (b) и 4.11 (d), где на дополнительных вставках показаны нормированные зависимости  $\mu''(H)$  на частоте 0.6 ГГц (Образец 1) и 0.8 ГГц (Образец 2).

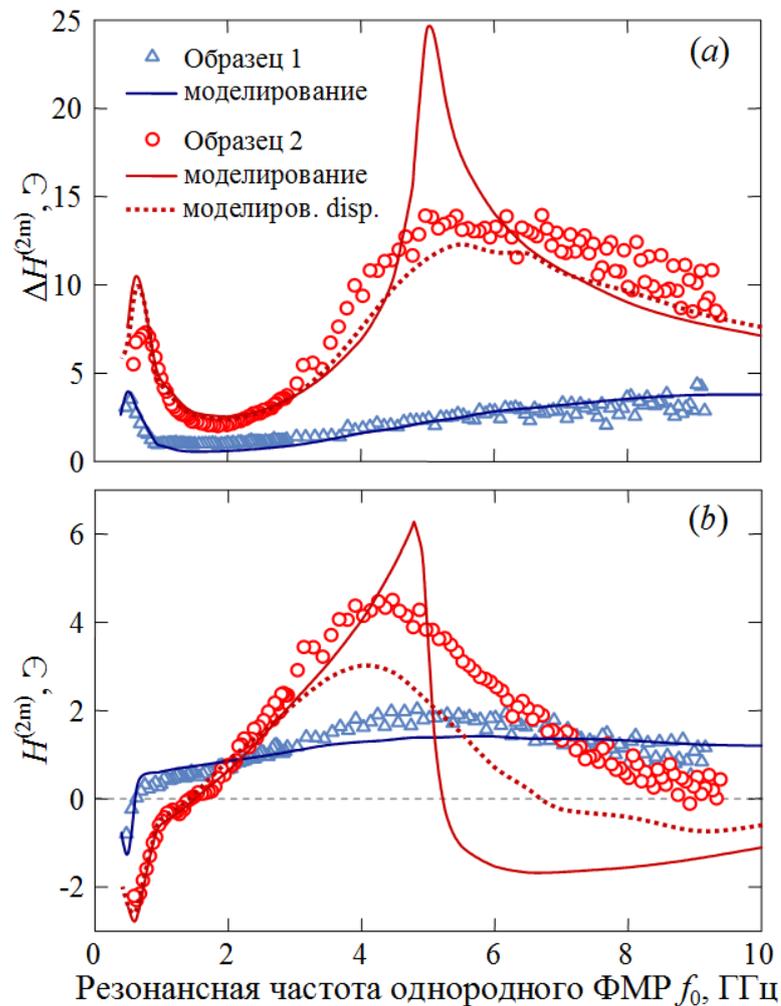


Рисунок 4.12 – Частотные зависимости (a) – уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  и (b) – смещения резонансного поля  $H^{(2m)}$ , полученные экспериментально с помощью широкополосного спектрометра ФМР (маркеры) и численным моделированием (линии) для Образца 1 и Образца 2

Видно, что при намагничивании пленок вдоль ОН в поле  $H \approx H_u$  в спектре ФМР возникает дополнительный резонансный пик. Этот резонансный пик, который впервые был обнаружен в работе [199], приводит к трансформации спектра и, как следствие, к уширению линии ФМР и сдвигу резонансного поля. На более высоких частотах (выше 1 ГГц) уширение линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  с ростом  $f_0$  для Образца 1 носит монотонный, плавно возрастающий характер. Такое поведение хорошо согласуется с теорией двухмагнетонных процессов, разработанной Ариасом и Милсом для неоднородных ультратонких пленок [184]. Однако для Образца 2 наблюдается резкое уширение линии ФМР с максимальным значением  $\Delta H^{(2m)} \approx 14$  Э на частоте  $f_0 \approx 5$  ГГц. Уширение линии ФМР одновременно сопровождается изменением резонансного поля на величину  $H^{(2m)}$  относительно поля  $H_0$ . Из рисунка 4.12 (b) видно, что зависимость  $H^{(2m)}(f_0)$  для Образца 1 с ростом резонансной частоты в диапазоне 1–9.5 ГГц сначала плавно возрастает и достигает своего максимума 1.8 Э на частоте  $\sim 5$  ГГц, а затем монотонно снижается до 1 Э. Схожее, но значительно сильнее выраженное поведение  $H^{(2m)}(f_0)$  наблюдается и для Образца 2. Максимальная величина смещения резонансного поля в 4.5 Э достигается на частоте  $\sim 4.5$  ГГц и становится близким к нулю на частоте  $\sim 9.5$  ГГц.

#### 4.2.4.2 Результаты микромагнитного моделирования

Для теоретического описания экспериментально обнаруженного эффекта резкого уширения линии ФМР и смещения резонансного поля было выполнено численное моделирование магнитной микроструктуры и проницаемости нанокристаллических пленок. Параметры микромагнитной модели для Образца 1 и Образца 2 приведены в таблице 4.2. Следует отметить, что в численной модели использовались экспериментальные значения для намагниченности насыщения  $M_s = M_{eff}$  и константы наведенной одноосной анизотропии  $K_u$ . Для обоих образцов использовалось одно и то же значение параметра затухания  $\alpha$ , отвечающего за собственные механизмы релаксации. Значение  $\alpha = 0.0065$  было оценено из экспериментальных данных для Образца 1 на частоте  $f_0 \approx 9.5$  ГГц. В качестве константы обменного взаимодействия использовалось типичное для пермаллоя ( $Fe_{20}Ni_{80}$ ) значение  $A = 1 \times 10^{-6}$  эрг/см.

Важным параметром численной модели является константа  $K$  локальной магнитной анизотропии. Помимо объемной кристаллографической магнитной анизотропии отдельных кристаллитов дополнительным ее источником могут служить локальные уп-

ругие напряжения [9, 200] и их градиенты [201], возникающие из-за несоответствия коэффициента температурного расширения подложки и пленки, а также из-за дефектов кристаллической решетки наночастиц. Кроме того, важную роль в частицах наноразмера играет поверхностная магнитная анизотропия. Эмпирически было установлено [202], что ее вклад в эффективную локальную анизотропию возрастает с уменьшением размера кристаллитов как  $K = K_v + 6K_s/D_0$ , где  $K_v$  и  $K_s$  – соответственно константы объемной и поверхностной анизотропии наночастиц. Значения  $K$  для экспериментальных образцов подбирались для наилучшего согласия теоретических результатов с экспериментом. Значение  $K$  для Образца 1 оказалось примерно в 1.8 раза больше, чем для Образца 2 (таблица 4.2), что, скорее всего, связано с влиянием поверхностной анизотропии. Оценка констант объемной и поверхностной анизотропии для выбранных значений  $K$  приводит к вполне разумным результатам:  $K_v = 4.6 \times 10^4$  эрг/см<sup>3</sup> и  $K_s = 1.54 \times 10^{-2}$  эрг/см<sup>2</sup>.

Численный эксперимент по изучению магнитной микроструктуры нанокристаллических пленок был выполнен для случая, когда внешнее магнитное поле  $H$  было направлено вдоль ОТН. В декартовой системе координат, где плоскость  $xu$  совпадала с плоскостью пленки, направление ОТН было выбрано вдоль оси  $x$ . Изначально пленка намагничивалась до насыщения магнитным полем 100 кЭ, после чего поле  $H$  с некоторым шагом уменьшалось до нуля. В случае Образца 1 уменьшение поля  $H$  сначала привело к росту флуктуации (ряби) намагниченности  $\mathbf{M}$ , а затем к некогерентному разнонаправленному вращению намагниченности на отдельных участках по направлению к оси  $y$  и образованию малоугловых доменных границ, перпендикулярных полю и ОТН. На рисунке 4.9 (с) показано полученное для  $H = 0$  распределение  $\partial M_y / \partial x$ , которое качественно согласуется с результатами Лоренцевой электронной микроскопии на рисунке 4.9 (b). Стрелочками на рисунке 4.9 (с) схематично показано направление намагниченности  $\mathbf{M}$  в отдельных доменах, а на вставке к рисунку дополнительно приведен график статистического распределения магнитных моментов отдельных кристаллитов в зависимости от угла их отклонения от средней намагниченности. В Образце 2 уменьшение поля также приводит к росту флуктуации (ряби) намагниченности, однако в поле  $H = 0$  (рисунок 4.9, f) четко выраженной доменной структуры не наблюдается.

С помощью моделирования магнитной проницаемости нанокристаллических пленок были изучены особенности процессов уширения линия ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  и смещения резонансного поля  $H^{(2m)}$ . На рисунках 4.12 (a и b) сплошными линиями показаны зави-

симости  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$  и  $H^{(2m)}(f_0)$ , полученные на основе численного расчета. Хорошее количественное согласие результатов моделирования и эксперимента наблюдается для Образца 1. Небольшое отличие, вероятно, обусловлено дисперсией размера кристаллитов в реальном образце (рисунок 4.8, *c*), тогда как в численной модели размер кристаллитов считался постоянным и равным  $D_0$ .

Для Образца 2 численный расчет показывает, что частотная зависимость уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  имеет острый пик на частоте  $\sim 5$  ГГц (рисунок 4.12, *a*). Резкое возрастание уширения линии ФМР также сопровождается и значительным смещением резонансного поля  $H^{(2m)}$  как в область положительных, так и в область отрицательных значений. Причем смена знака  $H^{(2m)}$  наблюдается примерно в точке максимального уширения линии ФМР (рисунок 4.12, *b*). Видно, что результаты моделирования в целом достаточно хорошо согласуются с результатами эксперимента. Однако сильная дисперсия размера кристаллитов в Образце 2 (рисунок 4.8, *f*), очевидно приводит к «размытию» острого пика на полученной моделированием зависимости  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$  и, как следствие, к сглаживанию кривой  $H^{(2m)}(f_0)$ .

Для того чтобы убедиться в справедливости выдвинутого предположения, был выполнен расчет спектров поглощения 15 нанокристаллических пленок с различным размером кристаллитов в диапазоне от 10.1 нм до 80.1 нм с шагом 5 нм. Остальные параметры пленок совпадали и соответствовали параметрам численной модели для Образца 2. После этого полученные спектры суммировались с весом, соответствующим функции распределения частиц по размеру для Образца 2 (рисунок 4.8, *f*). Уширение и сдвиг полученных таким образом «интегральных» линий ФМР показаны на рисунке 4.12 пунктирными линиями. Видно, что дисперсия размера кристаллитов действительно привела к сглаживанию кривых  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$  и  $H^{(2m)}(f_0)$ , полученных моделированием для Образца 2 с размером  $D_0 = 40.1$  нм. Кроме того, учет дисперсии также улучшил корреляцию между результатами расчета и эксперимента. Отсутствие же полного совпадения между моделированием и экспериментом, вероятно, связано с тем, что в численной модели необходим учет не только дисперсии размера кристаллитов, но также и дисперсии намагниченности насыщения и константы локальной магнитной анизотропии, которая практически всегда присутствует в нанокристаллических материалах.

### 4.2.5 Механизм уширения линии ФМР

Для того чтобы дать наглядное объяснение обнаруженному в Образце 2 эффекту резкого уширения линии ФМР на частоте  $\sim 5$  ГГц, а также для того чтобы объяснить причину отсутствия этого эффекта в Образце 1, сначала рассмотрим влияние нанокристаллической структуры тонкой пленки на формирование магнитной структуры. Затем покажем роль магнитной структуры в двухмагнетонных процессах рассеяния спиновых волн, а также установим критический размер кристаллитов, ниже которого эффект резкого уширения линии ФМР не наблюдается в нанокристаллических пленках.

#### 4.2.5.1 Связь между кристаллической и микромагнитной структурой

На рисунке 4.13 представлена общая схема формирования магнитной структуры в нанокристаллических тонких магнитных пленках. Основной особенностью таких пленок является малый размер кристаллитов  $D_0$  по сравнению с эффективным радиусом обменного и магнитостатического взаимодействия. Поэтому наличие магнитной связи между кристаллитами приводит к усреднению и частичному подавлению случайной магнитной анизотропии отдельных кристаллитов. Однако, как уже отмечалось в разделе 4.1.3, неполное усреднение локальной анизотропии приводит к формированию в пленке квазипериодической магнитной структуры – «ряби» намагниченности. Гоффман для описания такой магнитной структуры использовал модель невзаимодействующих между собой магнитосвязанных областей, формируемых в пленке. Размер и форма таких областей зависит от радиуса обменного и магнитостатического взаимодействия, а также от величины приложенного внешнего магнитного поля. В общем случае такая связанная магнитным взаимодействием область (магнитокоррелированная область) является эллипсоидом, сильно вытянутым в направлении, перпендикулярном средней намагниченности (рисунок 4.13). В линейном приближении [158] длина полуоси эллипсоида  $R_{||}$  при намагничивании пленки вдоль ОТН

$$R_{||} = \sqrt{D/(H - H_u)}, \quad (4.10)$$

где  $D = 2A/M_s$ . Данное выражение отличается от (4.1), поскольку в численной модели раздела 4.1 не учитывалась наведенная внешним магнитным полем (общая для всей пленки) одноосная анизотропия  $H_u$ . Используя усреднение магнитной анизотропии от-

дельных кристаллитов со случайной ориентацией осей анизотропии в пределах магнитокоррелированной области, Гоффман получил выражение для дисперсии поперечной составляющей намагниченности, а также наиболее вероятную основную длину периода продольной «ряби» намагниченности  $\lambda_R = 2\pi R_{||} = 2\pi\sqrt{D/(H - H_u)}$ .



Рисунок 4.13 – Схематическая иллюстрация формирования квазипериодической магнитной структуры в нанокристаллической тонкой магнитной пленке

Опираясь на результаты численного моделирования магнитной структуры для Образца 1 и Образца 2, методом корреляционного анализа (детали приведены в разделе 4.1.3) была выполнена оценка пространственной протяженности продольных магнитных корреляций, т. е. был определен средний размер магнитосвязанных областей вдоль направления средней намагниченности  $R_{||}$ . Для этих образцов на рисунке 4.14 построены зависимости  $R_{||}$  от величины эффективного внутреннего магнитного поля  $H - H_u$ . Также на этом рисунке штриховой линией представлена теоретическая зависимость, вычисленная для параметров Образца 1 по формуле (4.10). Следует отметить, что для Образца 2 эта теоретическая зависимость практически не отличается от представленной на рисунке 4.14 теоретической кривой.

Видно, что линейная теория Гоффмана хорошо согласуется с результатами моделирования для магнитных полей между 1 Э и 1000 Э для Образца 1 и между 10 Э и 100 Э для Образца 2. При больших значениях  $H - H_u$  размер магнитокоррелированной области ограничивается размером самих кристаллитов. Как видно из рисунка 4.14, значение продольного корреляционного радиуса  $R_{||}$  стремится к  $R = D_0/2$  при  $H - H_u \rightarrow \infty$ . В области

малых полей также наблюдаются расхождение результатов расчета и теории. Эти различия связаны с тем, что в малых полях сильно возрастает амплитуда «ряби» намагниченности, и линейное приближение, используемое Гоффманом при выводе формулы (4.10), становится недостаточным [157, 160].

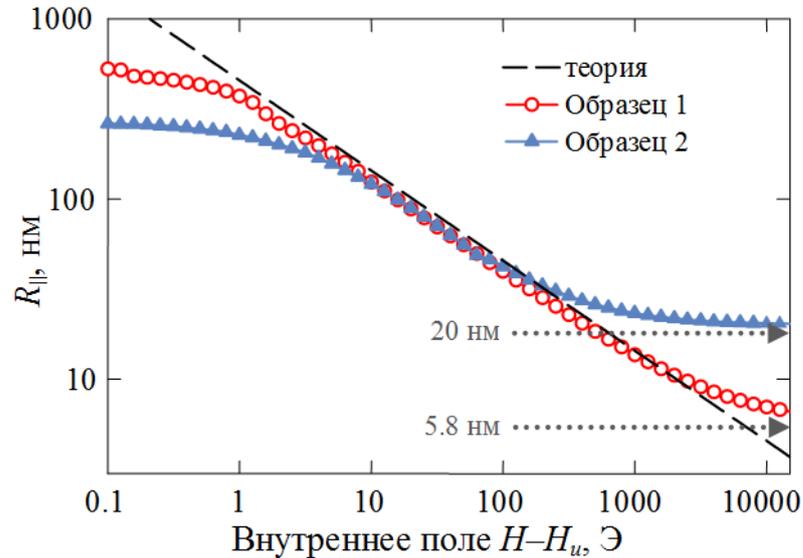


Рисунок 4.14 – Зависимость продольного корреляционного радиуса  $R_{||}$  от величины эффективного внутреннего магнитного поля для Образца 1 (круглые маркеры) и Образца 2 (треугольные маркеры). Штриховой линией показана теоретическая зависимость, вычисленная по формуле (4.10)

#### 4.2.5.2 Двухмагنونная модель уширения линии ФМР

Квазипериодическая структура намагниченности с периодом  $\lambda_R$  является причиной возникновения в нанокристаллических тонких пленках магнитных неоднородностей с характерным «размером»  $R_{||}$  и волновым числом  $k_R = 2\pi/\lambda_R = 1/R_{||}$ . Отличительной особенностью этих неоднородностей является то, что их размер зависит не только от магнитных параметров пленки, но и от величины приложенного внешнего поля. В рамках теории двухмагнанных процессов рассеяния [81, 182, 184] магнитные неоднородности, в частности связанные с неоднородной магнитной структурой, рассматриваются как возмущение собственных магнитных колебаний (спиновых волн) однородного образца. Неоднородности не только нарушают ортогональность собственных мод колебаний намагниченности, но и приводят к связи между ними. Это вызывает перекачку энергии из рассматриваемого типа колебаний (в частности, однородного ФМР) в неоднородные

типы колебаний, т. е. к возникновению дополнительной диссипации, а также к сдвигу резонансных частот.

Дисперсионное уравнение спиновых волн для одноосной однородной тонкой магнитной пленки, намагниченной вдоль ОН, имеет вид [184]

$$\omega_k = \gamma \sqrt{[H + Dk^2 + 4\pi M_s N_k][H - H_u + Dk^2 + 4\pi M_s \sin^2 \varphi_k (1 - N_k)]}. \quad (4.11)$$

Здесь  $Dk^2$  – поле обменного взаимодействия для спиновой волны с волновым вектором  $\mathbf{k}$  ( $k = |\mathbf{k}|$ ),  $\varphi_k$  – угол между направлением распространения спиновой волны и равновесной намагниченностью,  $N_k$  – размагничивающий фактор, зависящий от волнового числа  $k$  и толщины пленки  $d$ . В приближении тонкой пленки, у которой намагниченность незначительно изменяется по ее толщине, этот фактор имеет вид [160]

$$N_k(k, d) = \frac{1 - e^{-kd}}{kd}. \quad (4.12)$$

Как подробно показано в работе [184], рассеяние спиновых волн на магнитных неоднородностях возможно только при  $\varphi_k \approx 0$ . Для этого случая на рисунке 4.15 (а) графически представлена дисперсионная зависимость (4.11). Здесь  $\omega_0$  показывает частоту однородного ФМР с  $k = 0$ . Из рисунка видно, что частота однородного ФМР также совпадает с частотой спиновой волны с  $k = k_s$ . Наличие неоднородного внутреннего магнитного поля (магнитных неоднородностей) с волновым числом  $k_R$ , совпадающим с  $k_s$ , обеспечивает перекачку энергии однородных колебаний намагниченности тонкой пленки в энергию спиновой волны с волновым числом  $k_s$ . Происходит так называемое двухмагнитное рассеяние спиновых волн на неоднородностях, сопровождаемое уширением линии ФМР и смещением резонансного поля.

На рисунке 4.15 (b) для параметров Образцов 1 и 2 линиями показаны домноженные на  $d$  зависимости  $k_s$  от резонансной частоты  $f_0 = \omega_0/2\pi$ , полученные численным решением уравнения

$$\omega_k(H_0, k_s, \varphi_k = 0) = \omega_0. \quad (4.13)$$

Кроме того, на этом рисунке дополнительно представлены соответствующие зависимости  $k_R(f_0)$ . При вычислении  $k_R(f_0) = 1/R_{||}(f_0)$  использовались значения для продольного корреляционного радиуса  $R_{||}$ , полученные на основе микромагнитного моделирования

магнитной микроструктуры нанокристаллических пленок (рисунок 4.14). Анализ рисунка 4.15 (b) позволяет понять причину, почему для Образца 1 со средним размером кристаллитов  $D_0 = 11.6$  нм эффект резкого уширения линии ФМР не наблюдается: зависимость  $k_R(f_0)$  не пересекает кривую  $k_S(f_0)$ , а следовательно, во всем частотном диапазоне условие возникновения эффекта  $k_S = k_R$  выполнено быть не может. Напротив, для Образца 2 со средним размером кристаллитов  $D_0 = 40.1$  нм кривые  $k_R(f_0)$  и  $k_S(f_0)$  пересекаются в точке  $f_0 \approx 5$  ГГц, в которой и наблюдается максимальное рассеяние спиновых волн на магнитных неоднородностях «ряби» намагниченности.

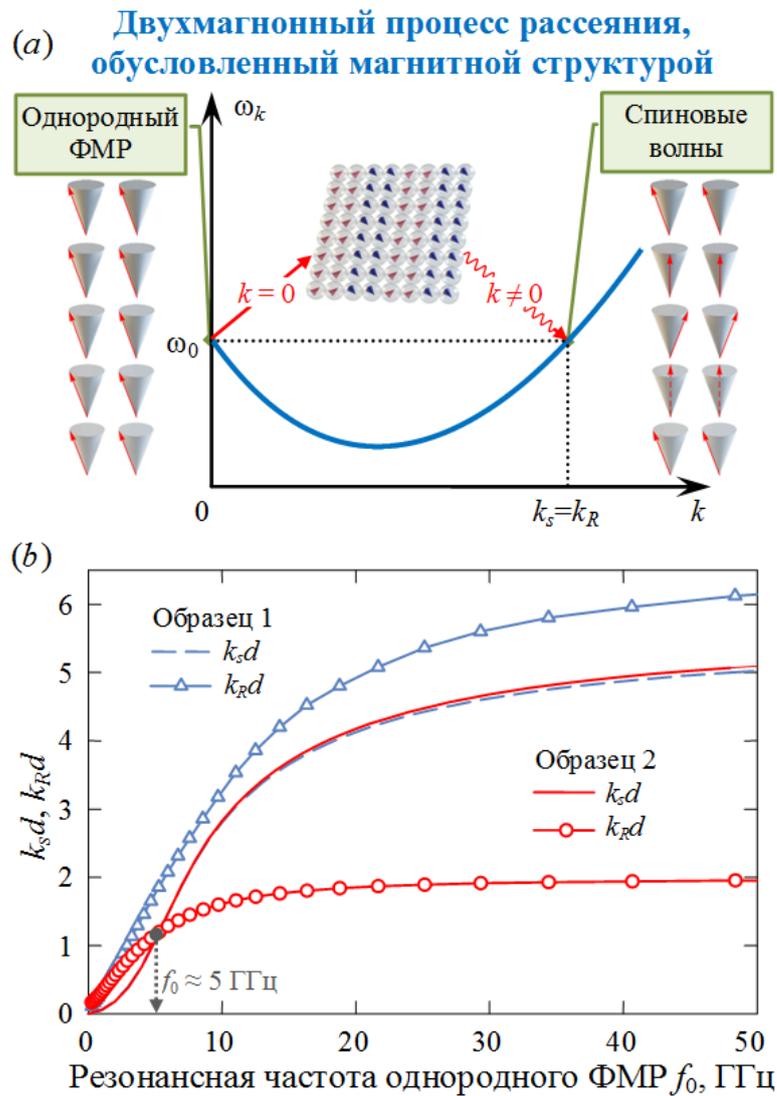


Рисунок 4.15 – (a) Дисперсионная зависимость (4.11) и схематическая иллюстрация двухмагنونного процесса рассеяния на квазипериодической магнитной структуре – «ряби» намагниченности. (b) Частотная зависимость максимального волнового числа  $k_s$  (линии), вычисленная с помощью уравнения (4.13), и волнового числа «ряби» намагниченности  $k_R$  (маркеры), полученная численным моделированием, для Образца 1 и Образца 2

В подтверждение этого вывода на рисунке 4.7 треугольными маркерами дополнительно представлена зависимость  $f_1(D_0)$ , полученная из соотношения  $k_s = k_R$  для пленок с различным размером кристаллитов. Видно, что эта зависимость хорошо коррелирует с результатами численного моделирования. Однако, за исключением точки с  $D_0 = 100$  нм, полученные значения  $f_1(D_0)$  оказались несколько завышенными по сравнению с результатами численного моделирования. Это связано с тем, что при вычислении  $k_s(f_0)$  использовалось дисперсионное уравнение спиновых волн (4.11), справедливое для однородных тонких пленок. В случае неоднородных магнитных сред, как показано в [203, 204], дисперсионный закон спиновых волн несколько модифицируется, что, в частности, приводит к характерным изломам на дисперсионных кривых, наблюдаемых экспериментально [205]. Однако этот закон с точки зрения анализа имеет значительно более сложный вид, поэтому выбор был сделан в пользу более простого выражения (4.11).

В рамках рассмотренной теоретической модели несложно получить выражение для минимального критического (порогового) размера кристаллитов  $D_{cr}$ , при котором возникает эффект резкого уширения линии ФМР. Из рисунка 4.15 (b) видно, что зависимости  $k_s(f_0)$  монотонно возрастают до некоторого предельного значения  $k_s(\infty)$ , которое с учетом (4.12) и (4.13)

$$k_s(\infty) = \sqrt{2\pi(1 - N_k(k_s, d))} / L_{ex}, \quad (4.14)$$

где характеристический параметр – длина обмена  $L_{ex} = \sqrt{2A/M_s^2}$  определяется конкуренцией энергий обменного и магнитостатического взаимодействия [18].

В свою очередь для обоих образцов монотонно возрастающие зависимости  $k_R(f_0)$  также стремятся к конечному значению при больших значениях  $f_0$ . Как было показано в предыдущем разделе, продольный корреляционный радиус  $R_{||}$  при  $H \rightarrow \infty$  достигает значения  $R = D_0/2$ , и, следовательно,  $k_R(\infty) = 2/D_0$ . Как видно непосредственно из рисунка 4.15 (b), условие возникновения эффекта перекачки энергии при  $k_s = k_R$  возможно только при условии  $k_R(\infty) \leq k_s(\infty)$ . Поэтому, используя равенство  $k_R(\infty) = k_s(\infty)$ , можно записать выражение для определения порогового размера кристаллита  $D_{cr}$

$$D_{cr} = g(d/D_{cr}) \cdot L_{ex}. \quad (4.15)$$

Входящая в (4.15) функция  $g(d/D_{cr}) = \sqrt{2/\pi(1 - N_k(k = 2/D_{cr}, d))}$  зависит только от отношения размера кристаллитов к толщине нанокристаллической тонкой магнитной пленки. В таблице 4.3 приводится ряд значений функции  $g(z)$  для нескольких значений аргумента  $z = d/D_{cr}$ . Функция  $g(z)$  с ростом  $z$  быстро убывает и стремится к постоянному значению  $\sim 0.8$ . Поэтому для достаточно толстых пленок (по сравнению с размером кристаллитов) критический размер приблизительно равен  $D_{cr} \approx 0.8 L_{ex}$ . В случае монослоев, как видно из таблицы 4.3, критический размер  $D_{cr} \approx L_{ex}$ . Расчет по формуле (4.15) для параметров экспериментальных образцов дает значение  $D_{cr} = 14.3$  нм, что согласуется с экспериментальными результатами, представленными на рисунке 4.12.

Таблица 4.3 – Значения входящей в (4.15) функции  $g(d/D_{cr})$  для нескольких значений аргумента

$d/D_{cr}$	0.25	0.5	1	2	3	5	10	100
$g(d/D_{cr})$	1.73	1.32	1.06	0.92	0.87	0.84	0.82	0.80

### 4.3 Выводы

Размер кристаллитов является одним из самых важных факторов, определяющих ключевые характеристики нанокристаллических тонких магнитных пленок, что имеет первостепенное значение для широкого спектра практических приложений. В настоящей главе с помощью микромагнитного моделирования детально изучен один из аспектов формирования свойств нанокристаллических пленок, связанный с влиянием размера кристаллитов на магнитную микроструктуру пленок и ее связи с процессами высокочастотной динамики намагниченности.

В частности, для установления фундаментальной связи между локальными (микроструктурными) и интегральными характеристиками нанокристаллических тонких пленок с помощью микромагнитного моделирования и методов корреляционного анализа были проведены исследования процессов формирования в них магнитной микроструктуры. Было установлено, что благодаря случайному распределению осей легкого намагничивания отдельных кристаллитов в пленках формируется квазипериодическая стохастическая магнитная структура – «рябь» намагниченности с длиной волны, зави-

сящей как от магнитных параметров самой пленки, так и от величины приложенного внешнего поля. Корреляционный анализ поперечной компоненты неоднородной намагниченности показал, что благодаря обменному и магнитостатическому взаимодействию в плоскости нанокристаллических пленок формируются магнитокоррелированные области, сильно вытянутые в направлении, ортогональном средней намагниченности. Было установлено, что усреднение случайной магнитной анизотропии в пределах отдельных магнитокоррелированных областей приводит к улучшению требуемых для высокочастотных приложений характеристик магнитных пленок. Сравнительный анализ результатов моделирования с основными выводами теории «ряби» намагниченности позволил определить пределы применимости полученных Гоффманом и Хартом аналитических выражений для описания статических свойств нанокристаллических тонких пленок.

С помощью микромагнитного моделирования исследовано влияние размеров кристаллитов и неоднородной стохастической магнитной структуры «ряби» намагниченности на высокочастотные свойства нанокристаллических тонких магнитных пленок. Было обнаружено, что для пленок, имеющих размер кристаллитов ниже некоторого порогового значения, зависимость уширения линии ФМР от частоты носит монотонный характер и хорошо описывается классической теорией Ариаса и Милса. Однако при превышении размера кристаллитов порогового значения  $D_{cr}$  уширение линии ФМР имеет резкий пик на определенной частоте  $f_1$ , связанной с толщиной, размером кристаллитов и магнитными параметрами пленки. При этом наблюдается существенное смещение резонансного поля ФМР, причем величина смещения меняет знак на частоте  $\sim f_1$ . Выдвинута гипотеза, что обнаруженный эффект «резонансного» уширения и смещения линии ФМР связан с рассеянием спиновых волн на неоднородной стохастической магнитной структуре. Показано, что данная гипотеза согласуется с основными выводами динамической теории «ряби» намагниченности, разработанной Игнатченко и Дегтяревым.

Для экспериментальной проверки результатов численного микромагнитного моделирования были проведены исследования нанокристаллических пермаллоевых  $Fe_{20}Ni_{80}$  пленок толщиной 40 нм, различающихся размерами кристаллитов. В образце с увеличенными кристаллитами в результате проведенного отжига при температуре 350 °С резкое уширение линии ФМР наблюдается на частоте  $\sim 5$  ГГц. Результаты проведенных структурных и магнитоструктурных исследований, а также результаты численного моделирования позволили установить природу обнаруженного эффекта. Показано, что

эффект резкого уширения и смещения линии ФМР обусловлен рассеянием спиновых волн на квазипериодической магнитной структуре «ряби» намагниченности, возникающей в тонкой пленке из-за случайной ориентации осей магнитной анизотропии отдельных кристаллитов. Установлено, что этот эффект возникает только в нанокристаллических пленках с размером кристаллитов, превышающим некоторое пороговое значение  $D_{cr}$ . С помощью двухмагнетонной модели рассеяния спиновых волн в нанокристаллической тонкой магнитной пленке дано объяснение обнаруженного эффекта резкого уширения линии ФМР и получено выражение для порогового значения  $D_{cr}$ . Величина  $D_{cr}$  в общем случае зависит от толщины, константы обмена  $A$  и намагниченности насыщения  $M_s$  пленки, но приближенно может быть оценена как  $D_{cr} \approx L_{ex}$ , где характеристический параметр  $L_{ex} = \sqrt{2A/M_s^2}$  определяется конкуренцией энергий обменного и магнитостатического взаимодействия.

Проведенные исследования расширяют представления о цепочке связи: «наноструктура – магнитная структура – динамика намагниченности», и открывают новые возможности для оптимизации высокочастотных характеристик нанокристаллических тонких пленок.

## ГЛАВА 5. ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НЕОДНОРОДНЫХ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Важным фактором, оказывающим влияние практически на все магнитные характеристики материалов, являются механические напряжения. Они участвуют в формировании магнитной анизотропии, коэрцитивной силы, намагниченности, существенно сказываются на перестройке доменной структуры и процессах перемагничивания среды, являются источником магнитных неоднородностей и причиной уширения линии ферромагнитного резонанса. Особое значение они приобретают в нанокристаллических тонких пленках из-за возникающих в них локальных структурных неоднородностей, а также из-за неустраняемого упругого воздействия подложки на них.

В данной главе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований природы формирования магнитной анизотропии нанокристаллических тонких пленок под воздействием неоднородных упругих напряжений. В первой части рассмотрено влияние неоднородных двусосных напряжений на магнитную анизотропию и ее распределение по площади тонких пленок. В частности, выполнен теоретический расчет магнитной одноосной анизотропии тонкой пленки, индуцированной двусосными упругими напряжениями. Приведено описание методики изготовления экспериментальных тонких пленок и способа создания в них упругих напряжений. Представлены результаты численного моделирования распределения в экспериментальных образцах компонент тензора упругих напряжений. На основе теоретического анализа дано объяснение наблюдаемых в пленках неоднородного распределения параметров одноосной магнитной анизотропии.

Во второй части главы представлены результаты исследования обнаруженного в нанокристаллической тонкой пленке  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  нового явления – однонаправленной магнитной анизотропии, индуцированной неоднородными деформациями. В частности, дано описание особенностей изготовления экспериментального образца и устройства создания в его плоскости заданного распределения упругих деформаций. Приведены результаты измерений одноосной и однонаправленной магнитной анизотропии по площади пленки, а также результаты расчета в ней упругих деформаций. Показано, что однонаправленная анизотропия является следствием флексомагнитного эффекта.

Материалы данной главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора (приложение А): А11, А39–А42, А51.

### **5.1 Исследование влияния двуосных упругих напряжений на магнитную анизотропию тонких пленок**

Разработка физических основ и методов синтеза тонких магнитных пленок (ТМП), обладающих высокой магнитной проницаемостью на сверхвысоких частотах (СВЧ), является одной из важнейших задач современной физики магнитных явлений. Известно, что достижимые параметры и надежность работы многих устройств на основе магнитных пленок в значительной мере определяются степенью неоднородности магнитных характеристик используемого материала, а также характером распределения этих неоднородностей по площади пленок. При этом дисперсия величины и направления поля анизотропии, намагниченности насыщения, ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) и других параметров, от которых зависит магнитная восприимчивость, связана с конкретной технологией изготовления пленок, причем эта дисперсия, как правило, растет с уменьшением толщины образцов [206, 207]. Этот факт обусловлен не только материалом и состоянием поверхности подложки (шероховатостью, степенью очистки, наличием или отсутствием буферного подслоя), но и неоднородными упругими напряжениями, возникающими между подложкой и пленкой в процессе ее изготовления, а также градиентными напряжениями, существующими на поверхности пленки при наличии у нее защитного покрытия. Другими словами, пленку, в отличие от объемного магнитного материала, невозможно рассматривать в отдельности от подложки. Упругие напряжения и их градиенты, обусловленные подложкой, сильно влияют почти на все магнитные характеристики пленок. В частности, с напряжениями связан один из механизмов возникновения магнитной анизотропии [208], от них зависят величина и степень неоднородности поля анизотропии, коэрцитивной силы, эффективной намагниченности насыщения [63].

Максимальные значения СВЧ-магнитной проницаемости в пленках, как правило, наблюдаются вблизи однородного ферромагнитного резонанса и резонансов различных магнитостатических и спин-волновых колебаний, однако магнитные неоднородности, уширяя резонансные линии, могут существенно понизить магнитную проницаемость

ТМП. Более того, даже небольшие неоднородности величины и направления поля одноосной магнитной анизотропии почти полностью подавляют нерезонансную магнитную восприимчивость пленок в СВЧ-диапазоне [199], а также СВЧ-восприимчивость, связанную с метастабильным состоянием магнитного момента в ТМП [209].

Поэтому важными и актуальными являются исследования природы магнитных неоднородностей в тонких пленках. Такие исследования помогают определить возможные пути и методы оптимизации технологических условий при получении пленочных образцов для достижения предельно высоких характеристик. В данном разделе теоретически и экспериментально изучается влияние специально созданных в образцах пермаллоевых пленок неоднородных упругих напряжений на величину и характер неоднородностей одноосной магнитной анизотропии [210].

### 5.1.1 Расчет магнитной анизотропии тонкой пленки, индуцированной двусосными упругими напряжениями

Как известно [211], в случае упругоизотропной среды с изотропной магнитострикцией вклад в магнитную анизотропию, обусловленный воздействием однородного напряжения  $\sigma$ , одноосного по своей природе, можно определить из плотности магнитоупругой энергии

$$F^{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2(\varphi - \varphi_\sigma), \quad (5.1)$$

где  $\lambda_s$  – константа магнитострикции,  $(\varphi - \varphi_\sigma)$  – угол между вектором намагниченности и направлением однородного напряжения (рисунок 5.1). Однако в реальных магнитных пленках напряжения, создаваемые подложкой, в общем случае являются двусосными. Поэтому часто используемое многими авторами приближение, когда напряжения в пленках считаются однородными, не совсем корректно. Причем ошибочность такого приближения особенно сильно проявляется в случае локальных измерений образцов. Чтобы избежать этой неточности, получим выражение для магнитоупругой энергии, учитывая двусосный характер тензора внешних напряжений  $\sigma_{ik}^e$ , где  $i, k = \{x, y, z\}$ .

Плотность свободной энергии упругоизотропного магнетика  $F^\sigma$ , обусловленная лишь его упругими свойствами, вычисляется как сумма трех плотностей энергий: магнитоупругой  $F^{me}$ , упругих напряжений в материале  $F^{el}$  и внешних напряжений  $F_e^{el}$  [211]

$$F^{me} = -3\lambda_s\mu[(\alpha_x^2 - \frac{1}{3})u_{xx} + (\alpha_y^2 - \frac{1}{3})u_{yy} + (\alpha_z^2 - \frac{1}{3})u_{zz}] - 6\lambda_s\mu[\alpha_x\alpha_y u_{xy} + \alpha_y\alpha_z u_{yz} + \alpha_x\alpha_z u_{xz}],$$

$$F^{el} = \frac{1}{2}(\lambda + 2\mu)(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + \lambda(u_{xx}u_{yy} + u_{yy}u_{zz} + u_{zz}u_{xx}) + 2\mu(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{xz}^2), (5.2)$$

$$F_e^{el} = (u_{xx}\sigma_{xx}^e + u_{yy}\sigma_{yy}^e + u_{zz}\sigma_{zz}^e + 2u_{xy}\sigma_{xy}^e + 2u_{yz}\sigma_{yz}^e + 2u_{xz}\sigma_{xz}^e).$$

Здесь  $\lambda$  и  $\mu$  – коэффициенты Ламе;  $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$  – направляющие косинусы магнитного момента;  $u_{ik}$  – компоненты тензора упругих деформаций, обусловленных магнитоупругостью и внешними напряжениями;  $\sigma_{iz}^e$  – компоненты тензора внешних упругих напряжений.

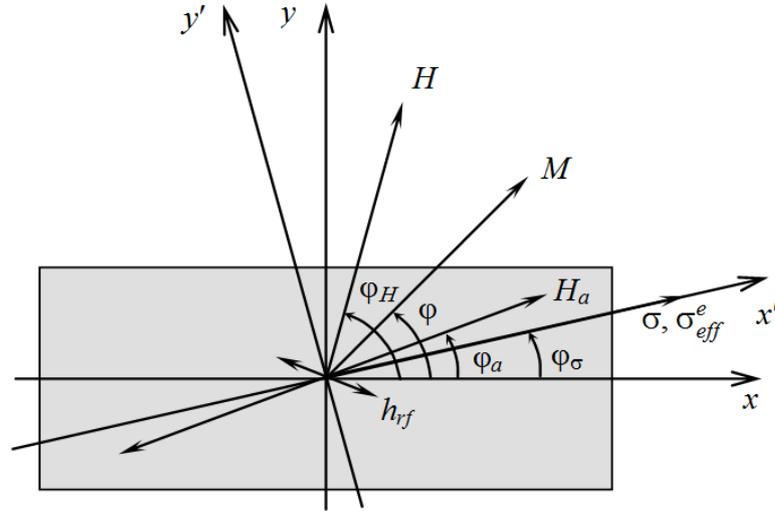


Рисунок 5.1 – Модель ТМП с одноосной анизотропией в плоскости

Равновесные компоненты магнитоупругих деформаций находятся из условия минимума плотности свободной энергии  $\partial F^\sigma / \partial u_{ik} = 0$ . Подставляя найденные компоненты  $u_{ik}$  в выражение для плотности свободной энергии  $F^\sigma$ , с точностью до членов, не зависящих от направления магнитного момента, получим

$$F^\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_s(\sigma_{xx}^e\alpha_x^2 + \sigma_{yy}^e\alpha_y^2 + \sigma_{zz}^e\alpha_z^2 + 2\sigma_{xy}^e\alpha_x\alpha_y + 2\sigma_{yz}^e\alpha_y\alpha_z + 2\sigma_{xz}^e\alpha_x\alpha_z). \quad (5.3)$$

При этом для ТМП, плоскость которой совпадает с плоскостью  $xу$ , можно считать, что  $\sigma_{iz}^e = 0$  [212].

Преобразуем выражение (5.3) к виду, удобному для анализа. С этой целью введем новую систему координат  $x'y'z$  поворотом вокруг оси  $z$  на угол  $\varphi_\sigma$ , так чтобы ее оси совпадали с главными осями тензора внешних напряжений  $\sigma_{ik}^e$ . В этом случае главные значения  $\sigma_x^e, \sigma_y^e$  тензора  $\sigma_{ik}^e$  определяются из следующих выражений [212]

$$\sigma_x^e = \frac{1}{2}(\sigma_{xx}^e + \sigma_{yy}^e) \mp r, \quad \sigma_y^e = \frac{1}{2}(\sigma_{xx}^e + \sigma_{yy}^e) \pm r, \quad r = \sqrt{\frac{1}{4}(\sigma_{xx}^e - \sigma_{yy}^e)^2 + \sigma_{xy}^e{}^2}, \quad (5.4)$$

где верхний знак сложения или вычитания соответствует случаю  $\sigma_{xx}^e \leq \sigma_{yy}^e$ , нижний – противоположному случаю. При этом угол  $\varphi_\sigma$  определяется выражением

$$\operatorname{tg}2\varphi_\sigma = \frac{2\sigma_{xy}^e}{\sigma_{xx}^e - \sigma_{yy}^e}. \quad (5.5)$$

Используя главные значения тензора внешних напряжений  $\sigma_{ik}^e$ , с точностью до членов, не зависящих от направления магнитного момента, выражение (5.3) можно представить как

$$F^\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_s(\sigma_x^e - \sigma_y^e)(\alpha_x\gamma_x + \alpha_y\gamma_y)^2 + \frac{3}{2}\lambda_s\sigma_y^e\alpha_z^2. \quad (5.6)$$

В случае ТМП с планарным расположением магнитного момента выражение (5.6) принимает простой вид

$$F^\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma_{eff}^e \cos^2(\varphi - \varphi_\sigma). \quad (5.7)$$

Здесь  $\varphi_\sigma$  – угол направления главной оси тензора  $x'$ , который можно найти из условия (5.5),  $\sigma_{eff}^e$  – эффективное однородное напряжение, определяемое как

$$\sigma_{eff}^e = \mp \sqrt{(\sigma_{xx}^e - \sigma_{yy}^e)^2 + 4\sigma_{xy}^e{}^2}, \quad (5.8)$$

где верхний знак вычитания соответствуют случаю  $\sigma_{xx}^e \leq \sigma_{yy}^e$ .

В результате величину поля одноосной магнитной анизотропии, индуцированной упругими напряжениями в пленке, несложно вычислить по формуле

$$H_{\sigma} = \frac{3\lambda_s}{M_s} \sigma_{eff}^e. \quad (5.9)$$

Пусть  $H_u$  – величина поля одноосной магнитной анизотропии, наведенной внешним постоянным магнитным полем, приложенным при напылении ТМП под углом  $\varphi_u$ . В этом случае энергия наблюдаемой в эксперименте одноосной анизотропии  $F^a = -H_a M_s \cos^2(\varphi - \varphi_a)/2$  будет равна сумме энергий магнитоупругой анизотропии  $F^{\sigma} = -H_{\sigma} M_s \cos^2(\varphi - \varphi_{\sigma})/2$  и энергии анизотропии  $F^u = -H_u M \cos^2(\varphi - \varphi_u)/2$ , наведенной магнитным полем. В результате несложно получить систему уравнений

$$\begin{cases} H_a \cos 2(\varphi - \varphi_a) = H_u \cos 2(\varphi - \varphi_u) + H_{\sigma} \cos 2(\varphi - \varphi_{\sigma}) \\ H_a \sin 2(\varphi - \varphi_a) = H_u \sin 2(\varphi - \varphi_u) + H_{\sigma} \sin 2(\varphi - \varphi_{\sigma}), \end{cases} \quad (5.10)$$

из которой определяется величина реального поля анизотропии и угол его направления

$$\begin{aligned} H_a &= \sqrt{H_u^2 + H_{\sigma}^2 + 2H_u H_{\sigma} \cos 2(\varphi_u - \varphi_{\sigma})}, \\ \varphi_a &= \frac{1}{2} \left[ \varphi_u + \varphi_{\sigma} + \arctg \left( \frac{H_u - H_{\sigma} \operatorname{tg}(\varphi_u - \varphi_{\sigma})}{H_u + H_{\sigma}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Справедливость полученных формул (5.5), (5.9) и (5.11) была подтверждена в ходе специально организованного эксперимента.

### 5.1.2 Особенности изготовления экспериментальных образцов

Для экспериментального исследования влияния двуосных упругих напряжений на магнитные свойства ТМП была специально изготовлена серия из трех образцов. Образцы представляли собой пленки толщиной 50 нм, полученные вакуумным напылением пермаллоя  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$  на подогретые до 250 °С полированные стеклянные подложки размером 10×24×0.5 мм. Напыление производилось одновременно на три подложки, располо-

женные в одной плоскости в форме буквы «П» так, что ориентирующее планарное магнитное поле  $H$  для двух подложек ( $L$ ) и ( $K$ ) совпадало с направлением их длинных осей, а для третьей – ( $T$ ) – было ортогонально ей (рисунок 5.2).

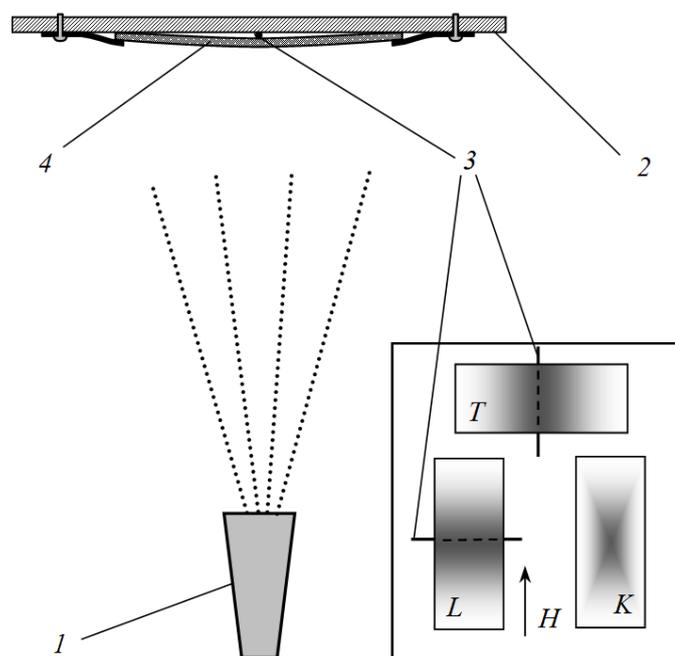


Рисунок 5.2 – Схема напыления и расположение подложек на держателе при изготовлении образцов  $T$ ,  $L$  и  $K$ . 1 – тигель, 2 – подложкодержатель, 3 – медная проволочка, 4 – подложка

При напылении образцов подложки были зафиксированы на металлическом подложкодержателе за свои концы специальными зажимами. Причем подложки ( $L$ ) и ( $T$ ) испытывали небольшую упругую деформацию изгибом на медных проволочках диаметром 50 мкм, подложенных под них вдоль коротких осей. В этом случае проволочка и зажимы, охватывающие подложку по всей ширине, изгибают ее почти по дуге окружности. Другими словами, подложка деформируется в виде участка цилиндрической оболочки, что приводит к возникновению на ее поверхности помимо продольных напряжений – поперечных. По завершении напыления образцов освобожденные из зажимов подложки ( $L$ ) и ( $T$ ), распрямляясь, сообщают магнитным пленкам поперечное и продольное градиентное сжатие. Причем, поскольку толщина подложек значительно больше толщины пленок, деформация последних полностью определяется деформацией подложек.

### 5.1.3 Расчет распределения дуосных упругих напряжений в плоскости тонкой магнитной пленки

Для расчета величины упругих напряжений в магнитных пленках, осажденных на деформированные подложки, введем декартову систему координат с началом в центре подложки так, чтобы плоскость ТМП совпадала с плоскостью  $xu$ , а ось  $x$  совпадала с направлением длинной оси подложки (рисунок 5.1). При этом граничные условия в любой точке на поверхности раздела пленки и подложки задаются следующими соотношениями [213]

$$U_i^s = U_i^f, \text{ и } \sigma_{iz}^s = \sigma_{iz}^f. \quad (5.12)$$

где  $U_i^s$  и  $U_i^f$  – компоненты вектора смещения, а  $\sigma_{iz}^s$  и  $\sigma_{iz}^f$  – нормальные к плоскости компоненты тензора напряжения для подложки и пленки соответственно. Эти условия обеспечивают непрерывность компонент  $u_{xx}, u_{xy}, u_{yy}$  тензора деформаций и компонент  $\sigma_{xz}, \sigma_{yz}, \sigma_{zz}$  тензора напряжений данной двухслойной системы.

Поскольку толщины подложки и особенно пленки малы по сравнению с их линейными размерами, то компонентами  $\sigma_{xz}, \sigma_{yz}$  и  $\sigma_{zz}$  можно пренебречь [212]. Исходя из того, что отношение толщины ТМП к толщине подложки  $\sim 10^{-4}$ , можно также считать, что компоненты тензора деформаций в пленке  $u_{xx}^f, u_{xy}^f$  и  $u_{yy}^f$  по ее толщине постоянны и равны соответствующим компонентам тензора деформаций на поверхности подложки  $u_{xx}^e, u_{xy}^e, u_{yy}^e$ , определяемых из условия механического равновесия изгиба только одной подложки. При этих условиях несложно вычислить компоненты тензора внешних напряжений ТМП [212]

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^e &= \frac{E}{1+\nu} [u_{xx}^e + \frac{\nu}{1-\nu} (u_{xx}^e + u_{yy}^e)], \\ \sigma_{yy}^e &= \frac{E}{1+\nu} [u_{yy}^e + \frac{\nu}{1-\nu} (u_{xx}^e + u_{yy}^e)], \\ \sigma_{xy}^e &= \frac{E}{1+\nu} u_{xy}^e. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Здесь  $E$  – модуль Юнга, а  $\nu$  – коэффициент Пуассона материала пленки.

Следует отметить, что в ТМП помимо деформаций, связанных с изгибом подложки, присутствуют деформации, обусловленные различием коэффициентов температурного

расширения подложки и пленки. Однако как для подложки, так и для ТМП температурное расширение изотропно. Поэтому изотропен и их вклад, одинаковый по всей поверхности образца, в компоненты тензора внешних напряжений, а значит, в дальнейшем их можно не учитывать.

Расчет компонент тензора деформаций  $u_{xx}^e$ ,  $u_{xy}^e$ ,  $u_{yy}^e$  осуществлялся методом конечных элементов с помощью математического пакета COMSOL Multiphysics [214]. По формулам (5.13) были получены распределения компонент тензора внешних напряжений пленки, представленных на рисунке 5.3. При этом в расчетах использовались коэффициенты Пуассона для стекла  $\nu = 0.17$  и для пермаллоевой пленки  $\nu = 0.3$ , а также модуль Юнга для пленки  $E = 2 \times 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup> или 200 ГПа.

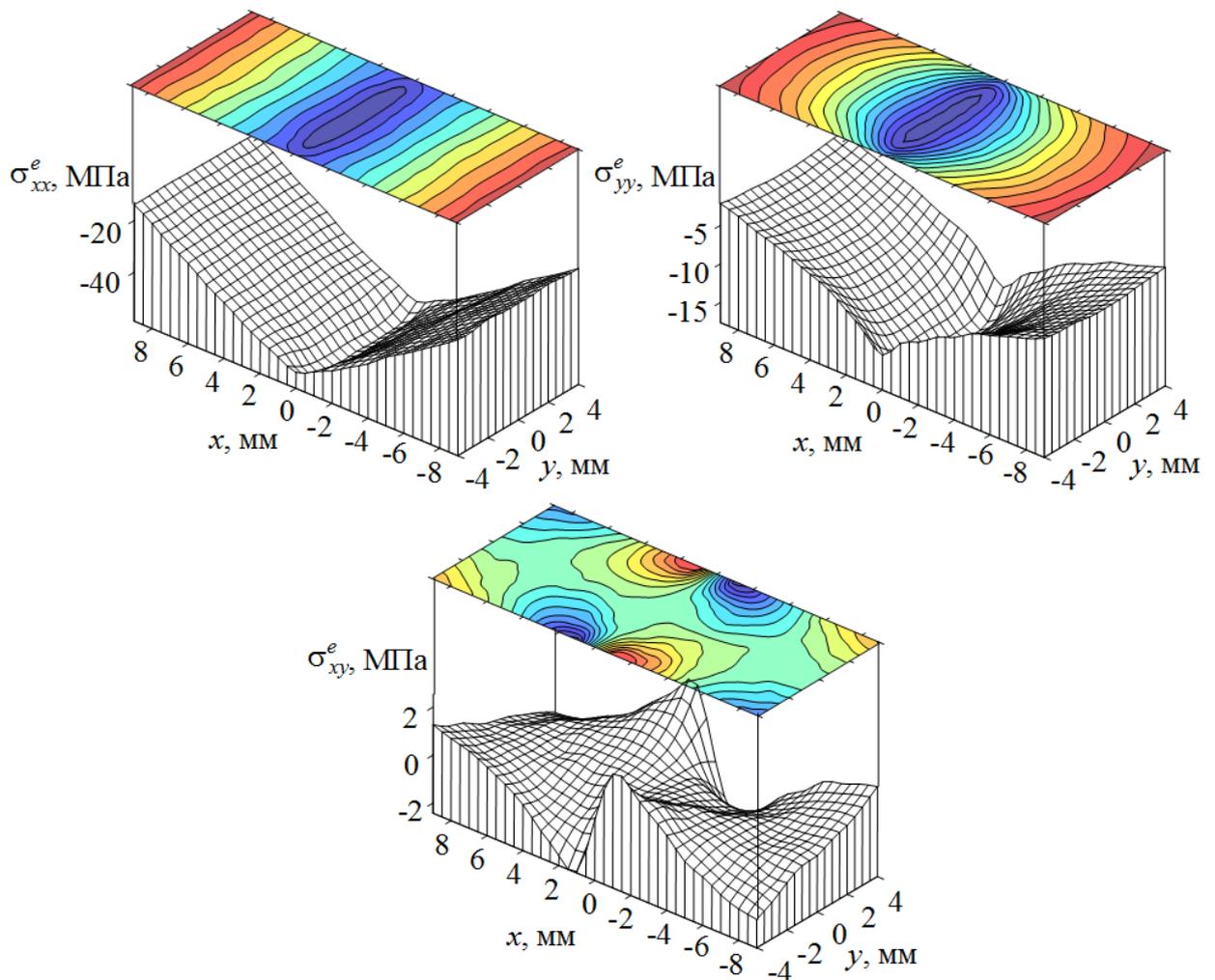


Рисунок 5.3 – Распределение вычисленных значений компонент тензора внешних напряжений по площади пермаллоевой ТМП на стеклянной подложке с осевой деформацией изгибом

Анализ распределений показывает, что продольные сжимающие напряжения  $\sigma_{xx}^e$  линейно нарастают к центру образца, а изолинии этих напряжений представляют собой почти прямые линии параллельные оси  $y$ . Поперечные напряжения  $\sigma_{yy}^e$  также достигают наибольших значений в центре образца, однако они почти в 3 раза меньше продольных, а кроме того, их изолинии изогнуты и напоминают концентрических эллипсы. Помимо продольных и поперечных напряжений при изгибе подложки возникают небольшие сдвиговые  $\sigma_{xy}^e$ , которые изменяются в пределах от  $-2.5$  до  $2.5$  МПа.

### 5.1.4 Результаты измерений

Магнитные характеристики ТМП были получены с помощью сканирующего спектрометра ФМР (раздел 2.1.1). Диаметр измерительного отверстия СВЧ-головки составлял около 1 мм, а значит, локальность измерений определялась площадью участка пленки  $\sim 0.8$  мм<sup>2</sup>. Измерения проводились на частоте 2274 МГц по всей площади образца с шагом 1 мм. Параметры одноосной магнитной анизотропии были определены из экспериментальных угловых зависимостей резонансного поля ФМР с помощью описанной в разделе 2.2 методики.

На рисунке 5.4 представлены графики поверхностей и соответствующие им топологии, отражающие распределение поля одноосной магнитной анизотропии и угла его ориентации по площади для напряженных образцов  $T - (a)$  и  $L - (b)$ . Видно, что для образца  $T$  существующее нарастание упругого сжатия вдоль длинной оси от концов к центру ТМП сопровождается почти линейным увеличением поля одноосной анизотропии приблизительно в два раза. Пределы изменения  $H_a \sim 5.5 - 11$  Э, при этом наблюдается почти строгая осевая симметрия картины распределения  $H_a$ . Интересно поведение угла ориентации оси легкого намагничивания (ОЛН)  $\varphi_a$ , измеренного относительно направления внешнего ориентирующего магнитного поля  $H$  (рисунок 5.2), прикладываемого при напылении образцов, в данном случае относительно направления короткой оси подложки. Во-первых, видны ярко выраженные две вершины и две впадины, расположенные в «шахматном» порядке примерно на половине площади ТМП в области ее середины. Во-вторых, картина распределения  $\varphi_a$  имеет почти строгую зеркально-осевую симметрию, при этом изменение направления угла анизотропии наблюдается в пределах от  $-2^\circ$  до  $+8^\circ$ . Сравнивая такое поведение отклонения угла оси легкого намагничивания

по площади пленки с аналогичным распределением рассчитанной сдвиговой компоненты тензора напряжений  $\sigma_{xy}^e$  (рисунок 5.3), прослеживается хорошая корреляция.

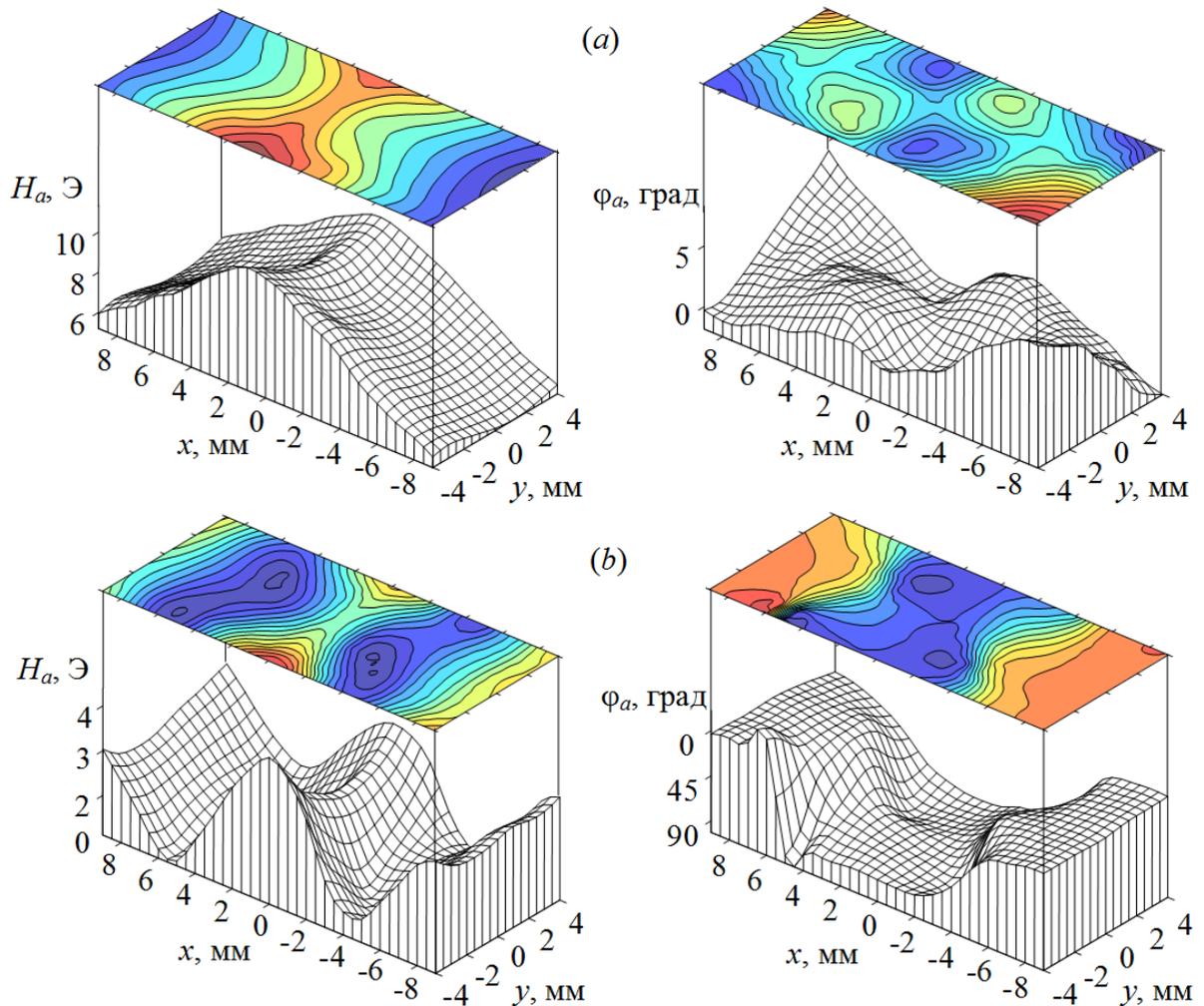


Рисунок 5.4 – Измеренные распределения величины поля одноосной магнитной анизотропии и его направления по площади напряженных ТМП для  $T$  – (a) и  $L$  – (b) образцов

Для образца  $L$  распределения исследуемых характеристик имеют более сложный вид. В частности,  $H_a$  вдоль длинной оси от концов к центру ТМП сначала линейно уменьшается от  $\sim 2.5$  Э практически до 0, а потом также линейно возрастает до  $\sim 3$  Э. При этом направление оси легкого намагничивания  $\varphi_a$ , измеренное в данном случае относительно направления длинной оси подложки, близко к нулю на концах магнитной пленки, но резко изменяется примерно до  $-90^\circ$  в переходной области, где  $H_a$  обращается в 0. Кроме того, приблизительно на половине площади ТМП в области ее середины аналогично образцу  $T$ , наблюдается «шахматное» отклонение угла  $\varphi_a$  от  $-90^\circ$ .

Контрольный образец ( $K$ ), осажденный на недеформированную подложку, как и следовало ожидать, показал существенно меньшие изменения этих характеристик по своей площади. Однако и в нем наблюдаемая картина распределения поля одноосной магнитной анизотропии достаточно ярко отражает форму подложки. Это поле достигает максимальных значений  $H_a \approx 3.8$  Э в центральной части пленки вдоль ее длинной оси, но монотонно уменьшается  $\sim 0.4$  Э к ее краям. Очевидно, что такое поведение связано с наличием градиентного растяжения ТМП по всем направлениям от краев к центру, обусловленного значительным различием коэффициентов температурного расширения материала подложки и пермаллоя. Следует отметить, что для образца ( $K$ ) разброс углов направления осей легкого намагничивания по площади пленки также невелик и лежит в интервале  $\sim 2-5^\circ$ .

### 5.1.5 Анализ полученных результатов

Для объяснения столь сложного поведения экспериментально наблюдаемых распределений поля  $H_a$  и угла  $\varphi_a$  в напряженных образцах был выполнен феноменологический расчет эффективных значений поля одноосной магнитной анизотропии и угла направления оси легкого намагничивания. По формулам (5.5), (5.9) и (5.11) были рассчитаны распределения  $H_a$  и  $\varphi_a$  по площади напряженных пермаллоевых пленок, представленные на рисунке 5.5: вверху – для образца  $T$ , внизу – для  $L$ . В расчете использовались следующие параметры ТМП: константа магнитострикции  $\lambda_s = 5 \cdot 10^{-6}$ ; намагниченность насыщения  $M_s = 960$  Гс; поле одноосной анизотропии, наведенной магнитным полем  $H_u = 4$  Э; направление оси легкого намагничивания для образца  $L$   $\varphi_u = 0^\circ$ , а для образца  $T$   $\varphi_u = 90^\circ$ .

Сравнивая полученные распределения с измеренными на рисунке 5.4, можно говорить о хорошем качественном и количественном совпадении теории и эксперимента. Несложно дать и объяснение такому поведению  $H_a$  и  $\varphi_a$ . В случае образца  $L$  оси легкого намагничивания для магнитной анизотропии  $H_u$  и магнитной анизотропии  $H_\sigma$  располагаются практически ортогонально друг другу. Поэтому по мере линейного нарастания  $H_\sigma$  вдоль длинной оси пленки от краев к центру эффективное поле анизотропии  $H_a \approx H_u - H_\sigma$  линейно уменьшается. При этом эффективное направление оси легкого намагничивания  $\varphi_a$  совпадает с направлением  $\varphi_u$  и равно  $0^\circ$ . Когда  $H_a$  становится равным 0, направление  $\varphi_a$

резко изменяется на  $90^\circ$  и совпадает с направлением оси легкого намагничивания магнитоупругой анизотропии  $H_\sigma$ . При дальнейшем увеличении  $H_\sigma$  к центру ТМП эффективное поле анизотропии  $H_a \approx H_\sigma - H_u$  линейно нарастает.

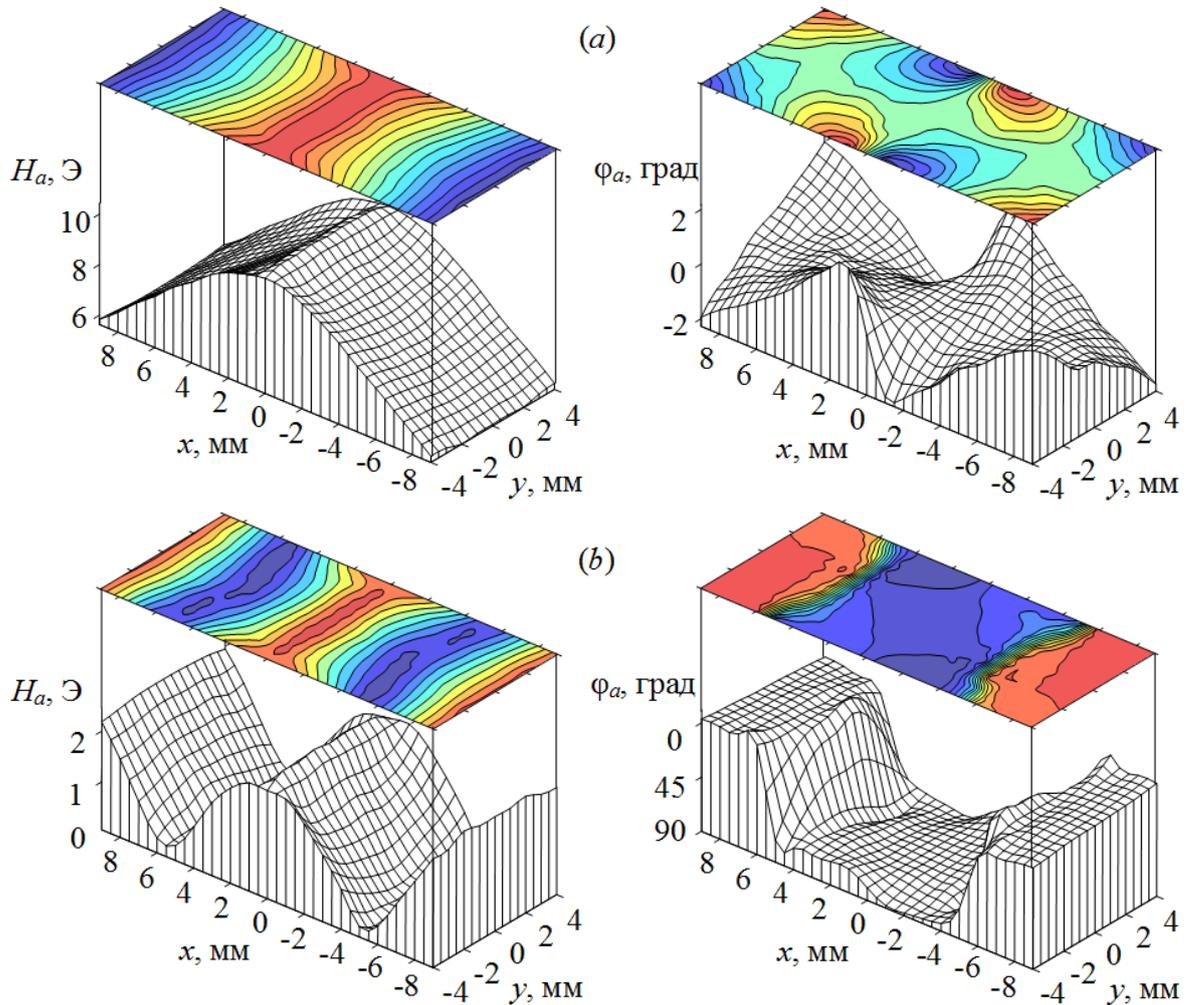


Рисунок 5.5 – Теоретические распределения величины поля и направления одноосной магнитной анизотропии по площади напряженных ТМП для  $T$  – (a) и  $L$  – (b) образцов

В случае образца  $T$  оси легкого намагничивания для магнитной анизотропии  $H_u$  и магнитоупругой анизотропии  $H_\sigma$  практически совпадают. Поэтому по мере линейного нарастания  $H_\sigma$  вдоль длинной оси пленки от краев к центру эффективное поле анизотропии  $H_a \approx H_u + H_\sigma$  также линейно увеличивается. При этом «шахматное» отклонение угла  $\phi_a$  от среднего значения и в том, и в другом образце связано с небольшими отклонениями оси легкого намагничивания магнитоупругой анизотропии  $H_\sigma$  из-за наличия в пленках сдвиговых компонент тензора упругих напряжений.

## **5.2 Однонаправленная магнитная анизотропия в нанокристаллической тонкой пермаллоевой пленке, индуцированная градиентом деформаций**

Как показали экспериментальные исследования, под воздействием неоднородных упругих напряжений в пленках помимо одноосной магнитной анизотропии возникает новый тип анизотропии – однонаправленная магнитная анизотропия, индуцированная градиентами упругой деформации. Для того чтобы подробно изучить это впервые обнаруженное явление, было выполнено специальное исследование [201], описание которого представлено в данном разделе.

### **5.2.1 Флексомагнитный эффект в магнитоупорядоченных средах**

В настоящее время наблюдается значительный рост числа публикаций, посвященных так называемым флексоэффектам. В наиболее общем случае под флексоэффектом понимается изменение электрической поляризации или намагниченности в ответ на неоднородное механическое воздействие (градиент упругих деформации или напряжений). Исторически первым было открытие флексоэлектричества. Связь между электрической поляризацией и градиентом деформаций в кристаллах теоретически изучалась еще в 1960-х годах в работах Машкевича и Толпыго [215, 216], и Когана [217]. Однако вплоть до конца 90-х годов прошлого столетия интерес к флексоэлектрическому эффекту был весьма ограниченным из-за малой величины самого эффекта в объемных материалах. С началом 2000-х годов ситуация коренным образом изменяется в связи с колоссальным прогрессом как в области экспериментального изучения флексоэлектрического эффекта, так и в области синтеза новых материалов. Первые систематические экспериментальные исследования эффекта в сегнетоэлектрической керамике, проведенные Ма и Кроссом [218–220], а также Зубко и др. [221], показали, что флексоэлектрический эффект оказался намного сильнее, чем ожидалось на основе предыдущих теоретических оценок. Это позволило группе Кросса [222, 223] реализовать на основе флексоэлектрического эффекта первые пьезоэлектрические композиты, пьезоэлектрический отклик которых сопоставим с таковым в коммерческих пьезоэлектриках.

Развитие нанотехнологий также способствовало значительному росту интереса к флексоэлектричеству, так как большие градиенты деформации, часто присутствующие на наноуровне, могут приводить к сильным флексоэлектрическим эффектам. Флексоэлек-

трический отклик различных наноструктур изучался в работах Каталона и др. [224, 225], Шарма и др. [226, 227], Калинина и Менье [228], а также Ли и др. [229]. В частности было показано, что в тонких сегнетоэлектрических пленках возникают большие градиенты деформации из-за рассогласования решетки с подложкой (до  $10^6$ – $10^7$  раз больше, чем в объемных монокристаллах [229]) и что флексоэлектрический эффект в таких пленках существенно влияет на их функциональные свойства. Недавнее открытие фазового сосуществования в сильно деформированных тонких пленках  $\text{BiFeO}_3$  привлекло дополнительное внимание к флексоэлектричеству из-за огромных (порядка  $10^7 \text{ м}^{-1}$ ) градиентов деформаций, возникающих из-за разности параметров решетки на границе раздела тетрагональной и ромбоэдрической фаз [230, 231]. В настоящее время роль флексоэлектрического эффекта в физике диэлектриков и полупроводников широко признана, а сам эффект рассматривается как многообещающий для практического применения [232].

На фоне очевидных достижений в области флексоэлектричества кажется удивительным тот факт, что флексомагнитный эффект, устанавливающий связь между намагниченностью и градиентом деформаций, остается практически неизученным явлением. Существует только небольшое количество работ, посвященных этой теме [233–238]. Лукашев и Сабирианов [233] из первых принципов рассчитали коэффициент флексомагнитной связи для антиперовскита  $\text{Mn}_3\text{GaN}$ , который составил  $0.2 \mu_{\text{B}} \cdot \text{м}$  ( $\mu_{\text{B}}$  – магнетон Бора). Елисеев и др. в [234, 235] теоретически установили, что флексомагнитный эффект в безграничных средах может существовать в 69 из 90 магнитных классов, а в образцах конечных размеров вблизи поверхности – в любом из них. Теоретическое моделирование флексомагнитного эффекта в подвергнутом изгибу наноразмерном кронштейне выполнено в недавней работе [236]. Вместе с тем экспериментальные исследования флексомагнетизма еще более ограничены. На сегодняшний день существует лишь две работы, в которых представлены экспериментальные свидетельства в пользу существования флексомагнитного эффекта. В работе [237] Жанг и др. при исследовании двухфазных тонких пленок перовскита  $\text{BiFeO}_3$  обнаружили пятикратное увеличение спонтанной намагниченности (до 30–40 Гс) вблизи межфазных границ – то есть в тех областях образца, где формируются максимальные градиенты деформаций. Авторы связали наблюдаемое увеличение намагниченности с флексомагнитным эффектом и оценили его значение на уровне  $\sim 4 \mu_{\text{B}} \cdot \text{нм}$ . В другом исследовании пленок феррита висмута  $\text{BiFeO}_3$ , легированных 5 % La [238], было обнаружено, что в тех областях образца,

где под действием приложенного электрического поля формировалась вытянутая страйп-структура из чередующихся фаз, антиферромагнитная ось была направлена перпендикулярно продольной оси страйп-структуры. Выполненный авторами работы теоретический анализ показал, что такое магнитное поведение может быть объяснено формированием под действием градиента деформаций магнитной анизотропии вблизи межфазных границ.

Вместе с тем до сих пор нет прямых убедительных доказательств существования флексомагнитного эффекта, а также отсутствуют какие-либо экспериментальные значения его величины, полученные прямыми методами. Далее будет показано, что обнаруженная в нанокристаллической тонкой пленке  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  однонаправленная анизотропия, индуцированная градиентом деформаций, является проявлением флексомагнитного эффекта.

### 5.2.2 Феноменологическое описание флексомагнитного эффекта

Магнитомеханическая связь феноменологически описывается путем добавления дополнительных членов к выражению для плотности термодинамического потенциала, то есть плотности свободной энергии магнитострикционной  $F^{strict}$  и флексомагнитной  $F^{flexo}$  связи [235]

$$F^{me} = F^{strict} + F^{flexo} = -q_{ijkl}u_{ij}M_kM_l + \frac{Q_{ijkl}}{2} \left( \frac{\partial u_{ij}}{\partial x_k} M_l - u_{ij} \frac{\partial M_l}{\partial x_k} \right), \quad (5.14)$$

где  $M_{k,l}$  – компоненты вектора намагниченности,  $u_{ij}$  – компоненты тензора деформаций,  $q_{ijkl}$  – компоненты тензора магнитоупругих постоянных, и  $Q_{ijkl}$  – компоненты тензора флексомагнитной связи. Ограничиваясь рассмотрением только однородно намагниченной (в плоскости), упруго- и магнитоизотропной ТМП под действием изгибающей одноосной деформации  $u$  вдоль оси  $x$  выражение (5.14) преобразуется к виду

$$F^{me} = -quM_x^2 + \frac{Q}{2} \frac{\partial u}{\partial x} M_x = -\frac{H_{\sigma 2} M_s}{2} \cos^2 \varphi - H_{\sigma 1} M_s \cos \varphi, \quad (5.15)$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения ТМП,  $\varphi$  – планарный угол между вектором намагниченности и осью  $x$ . Последнее выражение отражает хорошо известный факт [239], что магнитострикционный вклад в термодинамический потенциал приводит к одноосной магнитной анизотропии с эффективным полем

$$H_{\sigma 2} = -\frac{\partial F_{strict}}{\partial M_x} = 2quM_s = \frac{3\lambda_s}{M_s} \frac{E}{1+\nu} u, \quad (5.16)$$

где  $\lambda_s$  – константа магнитострикции,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона пленки. В то же время согласно (5.15) флексомагнитный эффект должен проявляться в виде однонаправленной магнитной анизотропии с эффективным полем

$$H_{\sigma 1} = -\frac{\partial F_{flexo}}{\partial M_x} = -\frac{Q}{2} \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{Q}{2} \nabla u. \quad (5.17)$$

Для проверки этого факта был проведен специально организованный эксперимент.

### 5.2.3 Образец и методика измерений

Исследуемый образец ТМП был изготовлен вакуумным термическим распылением пермаллоя на полированную стеклянную подложку размером  $8 \times 24$  мм. В качестве исходного материала был выбран магнитострикционный состав  $\text{Ni}_{71}\text{Fe}_{29}$  с относительно большой константой магнитострикции  $\lambda_s \approx 17 \times 10^{-6}$  [240]. Для уменьшения шероховатости поверхность подложки была предварительно покрыта аморфным слоем  $\text{SiO}$  толщиной 500 нм. Для того чтобы обеспечить контролируемый градиент деформации, подложка имела специальный профиль [241] так, как показано на рисунке 5.6. Толщина подложки посередине претерпевала скачок, при этом левая часть подложки имела толщину, равную 2 мм, а правая – 1 мм. Кроме того, сверху на краях вдоль короткой стороны подложки для специальных креплений дополнительно были сделаны углубления размером  $0.5 \times 1$  мм (рисунок 5.6). Таким образом, общий размер осажденной ТМП составлял  $8 \times 22$  мм. В процессе осаждения температура подложки поддерживалась на уровне  $200$  °С. При этом в плоскости пленки вдоль ее длинной оси было приложено ориентирующее внешнее магнитное поле  $\sim 200$  Э. Базовое давление в камере было ниже  $10^{-3}$  Па, а скорость осаждения составляла 1 нм/с. Нанокристаллическая структура образца со средним размером кристаллитов 8 нм измерена методом просвечивающей электронной микроскопии, а рентгенофлюоресцентным анализом определен его состав  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  в весовых процентах и толщина 70 нм. Электронограмма исследуемого участка ТМП установила случайное распределение кристаллитов. Как показано в третьей главе, в таких нанокристаллических материалах, с размером кристаллитов много меньших радиуса корреляции обменного взаимодействия, за счет усреднения магнитокристаллической анизотропии наблюдается значительное снижение коэрцитивной силы.

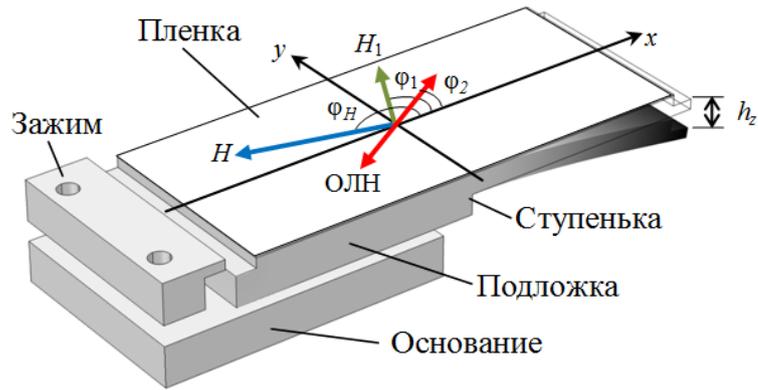


Рисунок 5.6 – Схематическое изображение держателя для формирования контролируемых деформаций в подложке с ТМП, а также изображение используемой в эксперименте координатной системы с указанием взаимного расположения измеряемых величин

Для создания деформации в плоскости ТМП образец помещался в специальный держатель, обеспечивающий контролируемый изгиб подложки. Для этого левая половина подложки размещалась на ровном металлическом основании, а ее левый край с помощью винтов и специального зажима был прижат к основанию (рисунок 5.6). Правый край подложки с помощью специального кронштейна (не показанного на рисунке 5.6) смещался вниз на расстояние  $h_z = 140$  мкм. В результате этого подложка изгибалась, как схематично показано на рисунке 5.6, и создавала в ТМП градиентные деформации, которые были рассчитаны методом конечных элементов с помощью математического пакета COMSOL Multiphysics [214].

Исследование магнитных свойств локальных участков пленки  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  проводилось на сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса (раздел 2.1.1), который позволяет регистрировать спектры ФМР при различных направлениях  $\varphi_H$  магнитного поля развертки  $H$ . Измерения проводились на частоте 2.274 ГГц по всей площади образца с шагом 1 мм, а вблизи ступени – с шагом 0.5 мм. Для того чтобы избежать неоднородного состояния намагниченности, перед каждым измерением в плоскости ТМП прикладывалось поле  $H = 300$  Э, а запись спектра ФМР производилась при обратной развертке поля. Намагниченность насыщения  $M_s$  и параметры одноосной (величина поля  $H_2$  и направление оси легкого намагничивания  $\varphi_2$ ) и однонаправленной (величина поля  $H_1$  и направление  $\varphi_1$ ) магнитной анизотропии определялись из угловых зависимостей поля ФМР с помощью описанной в разделе 2.2 методики. Координатная система и общая схема взаимного расположения измеряемых величин представлена на рисунке 5.6.

### 5.2.4 Обсуждение результатов измерений

На рисунке 5.7 маркерами показаны экспериментальные угловые зависимости резонансного поля  $H_R(\varphi_H)$  и ширины линии ФМР  $\Delta H(\varphi_H)$ , снятые вдоль длинной оси подверженного изгибу образца для трех точек с координатами  $x = -1$  мм (квадратные), 0 мм (круглые), и 1.5 мм (треугольные маркеры). Сплошными линиями на этом рисунке показаны теоретические зависимости, которые достаточно хорошо совпадают с экспериментальными, за исключением угловой зависимости ширины линии  $\Delta H(\varphi_H)$  для точки  $x = -1$  мм. Это наблюдаемое небольшое различие для  $\Delta H(\varphi_H)$  говорит, по всей видимости, о некотором дополнительном механизме релаксации в данной точке.

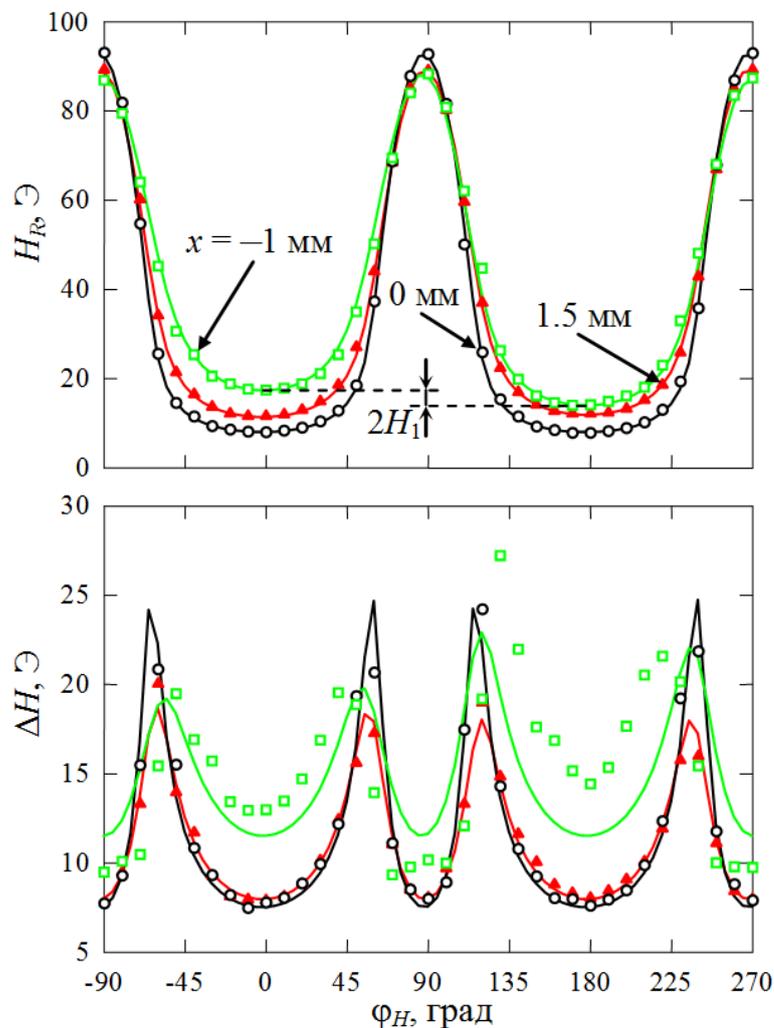


Рисунок 5.7 – Зависимости резонансного поля  $H_R$  и ширины линии ФМР  $\Delta H$  от направления магнитного поля развертки  $\varphi_H$  для трех локальных участков пленки  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  с координатами  $y = 0$  и  $x = -1$  мм (квадратные), 0 мм (круглые), 1.5 мм (треугольные маркеры). Маркеры – эксперимент, сплошная линия – расчет

Анализ зависимостей  $H_R(\varphi_H)$  показывает, что в центральной точке  $x = 0$  мм исследуемой пленки  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$  имеет место только одноосная магнитная анизотропия  $H_2$  (анизотропия второго порядка), тогда как в точках слева и справа от нее помимо одноосной анизотропии присутствует и однонаправленная магнитная анизотропия  $H_1$  (анизотропия первого порядка). В точке  $x = -1$  мм величина  $H_1$  составила  $\sim 1.8$  Э, при этом направление однонаправленной анизотропии  $\varphi_1 \sim 180^\circ$ . В то же время хотя величина однонаправленной анизотропии в точке  $x = 1.5$  мм практически в 7 раз меньше  $H_1 \sim 0.25$  Э, отчетливо видно, что она имеет противоположное направление  $\varphi_1 \sim 0^\circ$ .

Общая картина распределения параметров магнитной анизотропии по всей площади неоднородно деформированной ТМП представлена на рисунке 5.8. Из рисунка видно, что как для одноосной магнитной анизотропии  $H_2$  (рисунок 5.8, *a*), так и для однонаправленной  $H_1$  (рисунок 5.8, *b*) изменения носят преимущественно одномерный характер параллельно оси  $x$ , тогда как вдоль ширины образца эти изменения незначительны. Для общего анализа измеренные магнитные характеристики были усреднены вдоль оси  $y$ . Полученные результаты представлены на графиках рисунков 5.9 (*c, d, e, f*). Кроме средних значений на этих графиках планками дополнительно отложены значения среднеквадратичного отклонения усредняемых величин.

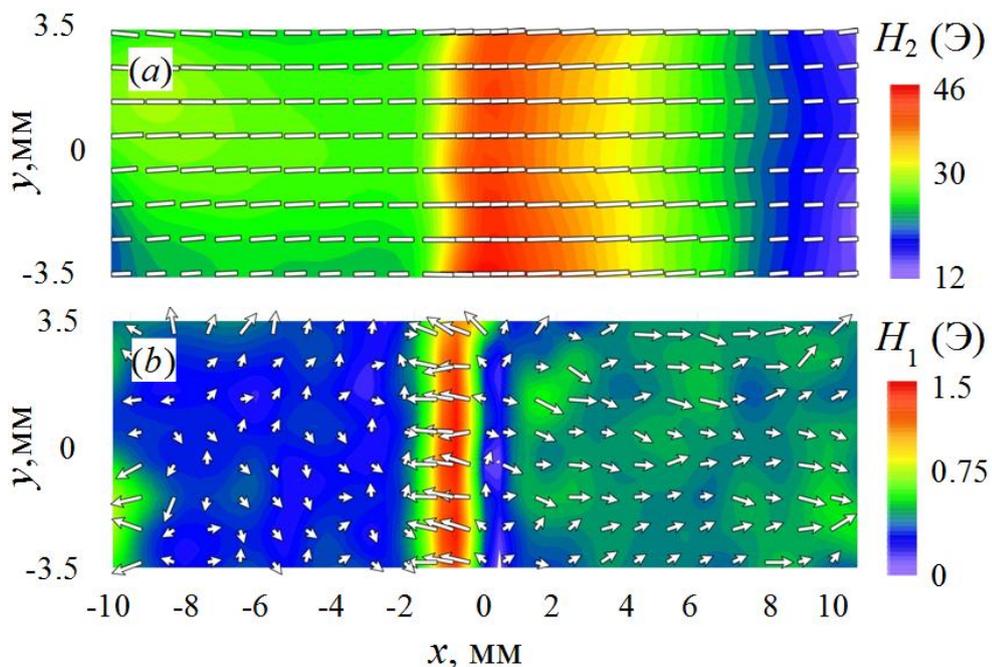


Рисунок 5.8 – Распределение параметров одноосной – (a), и однонаправленной – (b) магнитной анизотропии по площади ТМП  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  под воздействием изгибной деформации «ступенчатой» подложки. Белые черточки и стрелки – направление осей легкого намагничивания и однонаправленной анизотропии соответственно

Для анализа и интерпретации полученных данных дополнительно был выполнен расчет распределения компонент тензора деформаций по площади ТМП. Абсолютное значение продольной компоненты тензора деформаций  $u_{xx}$  более чем на порядок превышает величину планарных компонент  $u_{xy}$ ,  $u_{yy}$ . Кроме того, изменение компоненты  $u_{xx}$  вдоль оси  $y$  было пренебрежимо мало по сравнению с изменениями вдоль оси  $x$ . Поэтому принято приближение, что индуцированные изгибом деформации в пленке являются как одноосными, так и одномерными, вполне допустимо. Продольные зависимости одноосной деформации пленки  $u(x) = u_{xx}(x)$  и ее производной  $du(x)/dx$  представлены на рисунках 5.9 (a, b).

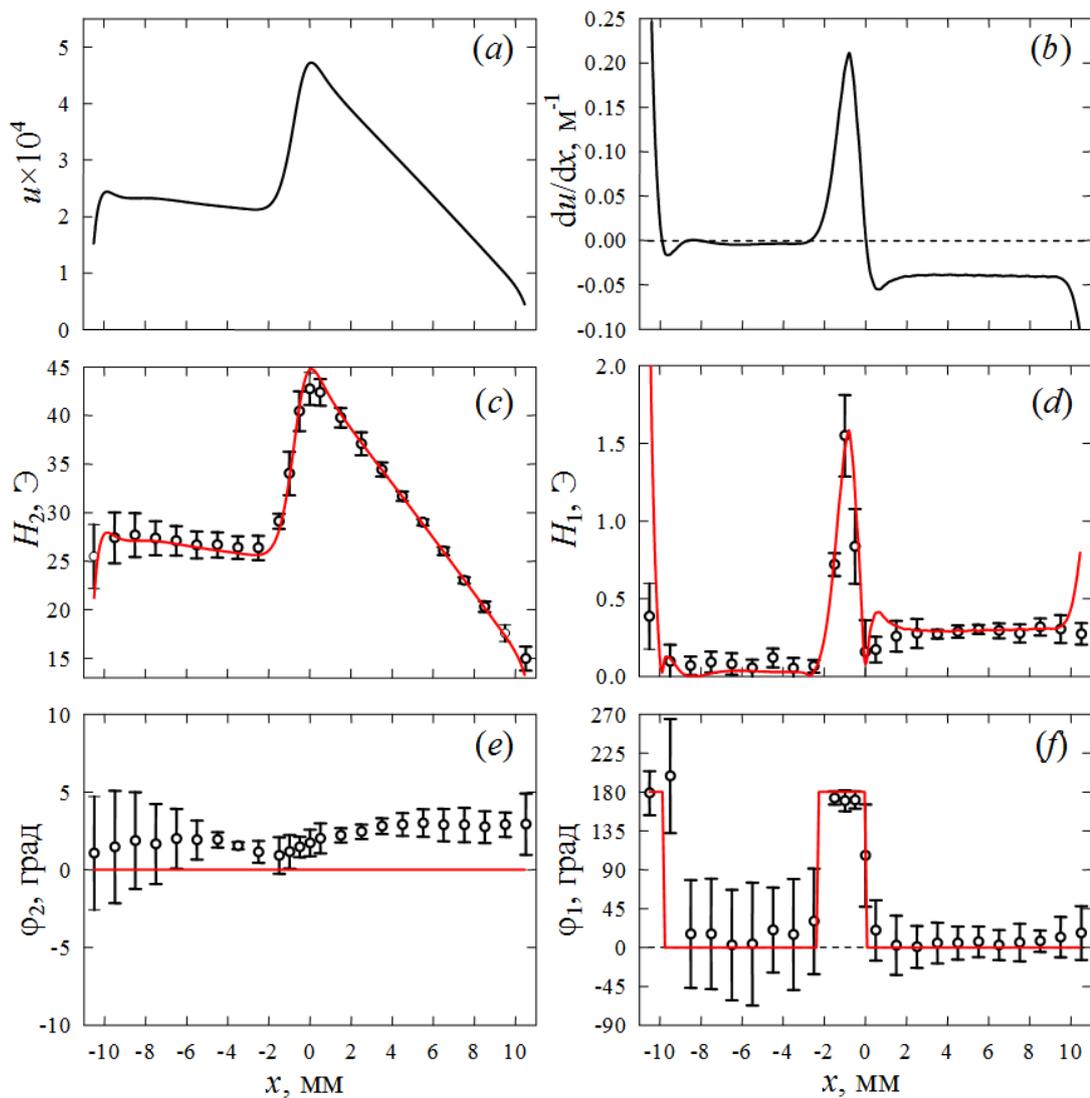


Рисунок 5.9 – Зависимости от координаты  $x$  усредненных вдоль оси  $y$  параметров ТМП: (a, b) – одноосной деформации  $u(x)$  и ее производной  $du(x)/dx$ ; (c, d) – величины поля одноосной  $H_2$  и однонаправленной  $H_1$  магнитной анизотропии; (e, f) – направления ОЛН  $\varphi_2$  и однонаправленной анизотропии  $\varphi_1$ . Маркеры – эксперимент, линии – расчет

Рассчитанная зависимость  $u(x)$ , как видно из рисунка 5.9, достаточно хорошо коррелирует с зависимостью величины поля одноосной магнитной анизотропии  $H_2(x)$ , что согласуется с выражением (5.16). Однако следует отметить, что помимо одноосной магнитной анизотропии упругих деформаций  $H_{\sigma 2}$  в ТМП во время осаждения внешним полем вдоль оси  $x$  была индуцирована одноосная магнитная анизотропия  $H_u$ , величина которой, как показали измерения образца без деформации, составила  $H_u \sim 10$  Э. Учитывая, что для исследуемого состава пленки  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  константа магнитострикции  $\lambda_s > 0$ , а  $u > 0$ , то, как показано в разделе 5.1.1, наблюдаемая в эксперименте величина поля одноосной магнитной анизотропии  $H_2$  будет результатом простой суммы  $H_2(x) = H_u + H_{\sigma 2}(x)$ . На рисунке 5.9 (с) линией показаны результаты расчета этой зависимости для следующих значений параметров теоретической модели ТМП: намагниченность насыщения  $M_s = 1022$  Гс и константа магнитострикции  $\lambda_s = 16.3 \times 10^{-6}$  – экспериментальные значения, полученные для деформированного образца, а также модуль Юнга  $E = 200$  ГПа и коэффициент Пуассона  $\nu = 0.3$  – стандартные значения для пермаллоевой пленки, взятые из [242]. Видно, что данные эксперимента и расчета хорошо согласуются. Небольшое отклонение экспериментальных значений направления оси легкого намагничивания от теоретических значений (линия на рисунке 5.9, е), вероятно, связано с некоторым расхождением между направлениями ОЛН для  $H_u$  и  $H_{\sigma 2}$  (раздел 5.1.1).

Наиболее интересное поведение показывает однонаправленная магнитная анизотропия, которая, как видно на рисунке 5.9 (b, d, f), находится в прямой корреляции с градиентом упругих деформаций. Связь между градиентом деформаций и однонаправленной анизотропией подтверждает и теоретический расчет по формуле (5.17). Теоретические кривые (сплошные линии на рисунке 5.9 (d, f)) для величины и направления индуцированной неоднородными деформациями однонаправленной анизотропии хорошо согласуются с экспериментом. Наблюдаемое на краях ТМП некоторое отличие между теорией и экспериментом связано со сложностью учета степени влияния реального зажима на краях подложки при расчете деформации исследуемого образца.

Экспериментальные данные свидетельствуют в пользу флексомагнитной природы обнаруженной в пленке  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  однонаправленной магнитной анизотропии. Полученное подгонкой параметра (для наилучшего соответствия теории и эксперимента) значение константы флексомагнитного эффекта  $Q$  составило  $1.5 \times 10^3$  Э·см. Это значение в  $10^7$  раз превышает теоретическое значение  $Q$ , полученное из первых принципов Лука-

шевым и Сабириановым, но для антиперовскита  $\text{Mn}_3\text{GaN}$  [234], а также теоретическую оценку для константы флексомагнитного эффекта, выполненную Елисеевым и др. в [235]. Значение  $Q = 1.5 \times 10^3$  Э·см также в  $\sim 10^7$  раз больше оценочной величины, полученной на основе экспериментальных данных для перовскита  $\text{BiFeO}_3$  [237]. Поскольку флексомагнитный эффект является малоизученным явлением, экспериментальных данных для сравнения практически нет. Огромное расхождение в величине между полученным флексомагнитным коэффициентом и предыдущими теоретическими и экспериментальными оценками может быть связано, во-первых, с большой намагниченностью пермаллоя по сравнению с намагниченностью перовскита  $\text{BiFeO}_3$  и антиперовскита  $\text{Mn}_3\text{GaN}$ , а во-вторых, с гигантскими градиентами деформаций, которые могут возникать на границах зерен нанокристаллической структуры ТМП, подвергнутой изгибу.

### 5.3 Выводы

В отличие от объемных материалов, пленки невозможно рассматривать отдельно от подложек. Упругие напряжения и их градиенты, обусловленные подложкой, сильно влияют почти на все магнитные характеристики пленок. Они участвуют в формировании магнитной анизотропии, коэрцитивной силы, намагниченности, существенно сказываются на перестройке доменной структуры и процессах перемагничивания среды, являются источником магнитных неоднородностей и причиной уширения линии ФМР. Особое значение неоднородные напряжения приобретают в нанокристаллических тонких пленках, в которых величина градиентов деформаций и напряжений из-за локальных структурных неоднородностей может в  $10^6$  раз превышать значения, типичные для объемных монокристаллов.

В данной главе с помощью сканирующего спектрометра ФМР и теоретических расчетов достаточно подробно изучена природа формирования магнитной анизотропии, а также причина ее неоднородного распределения по площади нанокристаллических пленок, находящихся под воздействием внешних упругих напряжений. В частности, численные расчеты компонент тензоров упругих деформаций и напряжений, создаваемых в упругоизотропной ТМП методом изгиба упругоизотропной подложки, показали, что напряжения неоднородно распределены по площади образца и носят двуосный характер. Было установлено, что сдвиговые компоненты тензора напряжений лишь на порядок

меньше по величине диагональных компонент, поэтому они тоже оказывают заметное влияние на формирование магнитной анизотропии. В связи с этим были получены аналитические выражения для определения величины поля и направления одноосной магнитной анизотропии, индуцированной двuosными упругими напряжениями. Проведенные с помощью сканирующего спектрометра ФМР измерения распределения параметров магнитной одноосной анизотропии по площади подвергнутых контролируемому изгибу экспериментальных образцов тонких пленок  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$  полностью подтвердили результаты теоретических расчетов.

Кроме того, в нанокристаллической тонкой пермаллоевой пленке  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  было экспериментально обнаружено новое явление – однонаправленная магнитная анизотропия, индуцированная неоднородной деформацией. В отличие от хорошо изученной однонаправленной анизотропии, возникающей в ферромагнитно-антиферромагнитных системах обменной анизотропии, а также однонаправленной анизотропии в «слабых ферромагнетиках», обусловленной взаимодействием Дзялошинского – Морие, однонаправленная магнитная анизотропия, индуцированная градиентами упругой деформации, обнаружена впервые. Показано, что эта однонаправленная анизотропия является следствием флексомагнитного эффекта, устанавливающего связь между изменением намагниченности ТМП и величиной градиента деформации. Установлено экспериментальное значение коэффициента флексомагнитной связи  $Q = 1.5 \times 10^3$  Э·см для тонкой пленки  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$ , которое примерно в  $10^7$  раз превышает оценку этой величины для антиперовскита  $\text{Mn}_3\text{GaN}$  и перовскита  $\text{BiFeO}_3$ . Полученная большая величина константы флексомагнитного эффекта  $Q$  в сочетании с колоссальными градиентами деформаций и напряжений, которые, как правило, возникают из-за неоднородностей нанокристаллической структуры, свидетельствует о существенной роли флексомагнетизма в формировании и определении магнитных свойств нанокристаллических тонких пленок.

## ГЛАВА 6. ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ТЕКСТУРЫ ПОДЛОЖЕК И НАКЛОННОГО ОСАЖДЕНИЯ АТОМОВ НА МАГНИТНУЮ АНИЗОТРОПИЮ И СВЧ-СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК

Одной из наиболее важных задач, связанных с практической реализацией СВЧ-устройств на основе магнитных компонентов, является разработка технологии синтеза тонких пленок с требуемыми магнитными характеристиками, и прежде всего, с заданными параметрами магнитной анизотропии. Решение такой задачи можно обеспечить за счет целенаправленного управления структурой пленок на микронном и субмикронном масштабах длины. Среди методов создания пленок с predetermined структурой метод осаждения атомов на подложку с искусственно сформированной текстурой и метод наклонного осаждения являются одними из наиболее простых и в то же время наиболее эффективных. Возможность с помощью параметров текстуры подложки и технологических параметров наклонного осаждения в широких пределах изменять статические и динамические свойства пленок создает необходимые условия для получения тонкопленочных магнитных структур с заданными для СВЧ-приложений характеристиками.

В первой части главы рассмотрены возможности достаточно простого и недорого метода изготовления пленок большой площади с периодически модулированной структурой за счет формирования алмазным резцом параллельных рисок на поверхности подложки. После краткого обоснования актуальности проблемы дано описание самого метода изготовления пленок, а также экспериментальных методов их исследования. Для анализа экспериментальных результатов рассмотрена теоретическая модель магнитной пленки на периодически текстурированной подложке и получены выражения для расчета компонент тензора размагничивающих факторов. Далее представлены результаты исследования влияния параметров текстуры на магнитную анизотропию, эффективную намагниченность насыщения, статическую магнитную проницаемость, частоту естественного ферромагнитного резонанса (ФМР), а также на эффективный параметр затухания колебаний намагниченности пленок. Показано, что предложенный метод имеет высокий потенциал для создания и оптимизации технологии синтеза пленок с требуемыми для сверхвысокочастотных приложений характеристиками.

Во второй части главы приведены основные результаты экспериментальных и теоретических исследований влияния угла осаждения атомов на формирование столбчатой микроструктуры и магнитных свойств тонких пленок. В частности, рассмотрена модель баллистического осаждения и разработанная на ее основе программа моделирования процесса роста тонких пленок. Для изучения магнитных свойств полученных моделированием тонкопленочных структур дано описание метода расчета усредненных по объему пленок компонент тензора размагничивания. Приведены результаты экспериментальных измерений и численного моделирования зависимости магнитной анизотропии от угла осаждения тонких пленок.

В третьей части представлены результаты численного моделирования структурных и магнитных свойств тонких пленок, наклонно осажденных на нанотекстурированные подложки. В частности, показано влияние параметров осаждения и текстуры подложки на формирование микрокристаллической структуры, магнитной анизотропии, а также их влияние на процессы перемагничивания тонких пленок.

Материалы данной главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора (приложение А): А3, А5, А23, А24, А26, А28, А29, А31, А32, А53, А54.

### **6.1 Настройка СВЧ-свойств тонкой магнитной пленки с помощью периодически текстурированной подложки**

С практической точки зрения очень актуальной является проблема целенаправленного синтеза тонких пленок с заданными для СВЧ-приложений свойствами. Как было показано в первой главе, частотный диапазон работы СВЧ-устройств на основе тонких пленок, как правило, определяется частотой естественного ФМР. Согласно уравнению Киттеля (1.5) частота естественного ФМР для тонких пленок с одноосной магнитной анизотропией  $H_a$  определяется выражением  $f_0 = (\gamma / 2\pi) \sqrt{H_a(H_a + 4\pi M_s)}$ , где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение, а  $M_s$  – намагниченность насыщения. В общем случае для определенного магнитного материала величина  $M_s$  практически остается постоянной. Следовательно, изменение резонансной частоты в широких пределах можно обеспечить за счет управления полем  $H_a$ . Существует множество методов формирования в пленке одноосной магнитной анизотропии. Например, одноосная анизотропия может быть индуцирована внешним магнитным полем, приложенным в плоскости пленки во время осаждения

(разделы 2.3.2, 4.2) или после осаждения путем термообработки [243]. В широких пределах можно управлять магнитной анизотропией, используя метод наклонного осаждения (раздел 6.2), а в магнестрикционных материалах также с помощью упругих напряжений (глава 5).

В последнее время с развитием нанотехнологий активно разрабатываются методы создания пленок с периодической модуляцией структуры или геометрии на микронном и субмикронном масштабах длины [131, 244, 245]. Так, например, с помощью таких методов, как оптическая и электронно-лучевая литография, ионно-лучевое травление были отработаны технологии изготовления магнитных структур, состоящих из отдельных микро- или нанополосок [246–250], а также пленок с периодически модулированной поверхностью [251–253]. Для создания периодически текстурированной подложки и последующего осаждения на нее магнитной пленки предложены и успешно реализованы методы ионно-лучевой эрозии [195, 244, 254, 255], термообработки сапфировой подложки [256–258] и др. Использование таких методов позволяет в широких пределах изменять и контролировать как магнитную анизотропию [195, 246–249, 251, 254–258], так и магнитную проницаемость [246–248, 251, 257, 258] получаемых тонкопленочных структур.

В данном разделе рассмотрены возможности достаточно простого и универсального метода создания микроструктурированных тонких магнитных пленок с заданными контролируруемыми СВЧ-характеристиками. Данный метод основан на создании алмазным резцом периодической решетки царапин на поверхности подложки для последующего осаждения на нее магнитной пленки. Такой подход позволяет изготавливать пленки большой площади с пространственно модулированным профилем и, как показано в данной главе, в широких пределах контролируемо управлять величиной магнитной анизотропии, частотой естественного ФМР, а также параметром затухания колебаний намагниченности.

### **6.1.1 Методика изготовления тонких пленок с периодически модулированной структурой**

Для апробации и исследования возможностей предложенного метода, были изготовлены две серии (Серия 1 и Серия 2) образцов, полученные осаждением пермаллоя на подложки с искусственной текстурой. С помощью специально разработанного автома-

тического координатографа (рисунок 6.1) на поверхности квадратных подложек из кварцевого стекла с шероховатостью  $\sim 1$  нм и размерами  $12 \times 12 \times 0.5$  мм<sup>3</sup> алмазным резцом наносилась серия параллельных рисок (канавок). В каждой серии, состоящей из 3 образцов, таким способом были сформированы периодические структуры с периодом  $l = 20, 10$  и  $5$  мкм. Причем сила нажима алмазного резца на поверхность стекла для Серии 1 была примерно в 1.5 раза меньше, чем для Серии 2. После нанесения на поверхности подложек текстуры была проведена стандартная процедура очистки подложек в ультразвуковой ванне с использованием мыльного, а затем 10 %-го раствора  $H_2O_2$ .



Рисунок 6.1 – Общий вид конструкции автоматизированного координатографа, предназначенного для формирования заданной текстуры на поверхности подложки

На подготовленные таким образом подложки осаждались тонкие пермаллоевые пленки толщиной 110 нм. Дополнительно, осаждением пермаллоя на гладкую подложку был изготовлен контрольный образец пленки такой же толщины. Все образцы двух серий, а также контрольный образец, были изготовлены в ходе единого цикла осаждения методом DC-магнетронного распыления мишени  $Fe_{20}Ni_{80}$ . Базовое давление в камере

составляло  $3 \times 10^{-4}$  Па, а магнетронное испарение происходило в атмосфере аргона при давлении  $2 \times 10^{-1}$  Па. Во время процесса осаждения температура подложек поддерживалась на уровне  $200$  °С. При этом в плоскости осаждаемых пленок было приложено постоянное однородное магнитное поле величиной  $200$  Э, которое было для образцов Серии 1 ориентировано параллельно штрихам, а для образцов Серии 2 – ортогонально. Это поле индуцировало в пленках одноосную магнитную анизотропию  $H_u$  с осью легкого намагничивания (ОЛН) вдоль штрихов для образцов Серии 1 и ортогонально штрихам для образцов Серии 2.

### 6.1.2 Экспериментальные методы исследования

Толщина и состав полученных образцов контролировались с помощью рентгенофлуоресцентного анализа на спектрометре Pioneer S4 (Bruker). Средняя толщина пленок составила  $110 \pm 2$  нм, а отклонение химического состава пленок от исходного состава мишени  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  не превышало  $0.6$  %. Анализ сформированной текстуры поверхности пленок был выполнен с помощью поляризационного оптического микроскопа Axio Imager.A1m (Carl Zeiss). На рисунке 6.2 в качестве примера представлены фотографии пленок Серии 1. Установлено, что поверхность пленок полностью повторяет сформированную текстуру подложек и представляет собой систему параллельных углублений (канавок) шириной  $\sim 1.5$  мкм. При этом фактический период полученных структур составил  $l = 20.3 \pm 0.27$ ,  $10.2 \pm 0.26$  и  $4.9 \pm 0.18$  мкм.

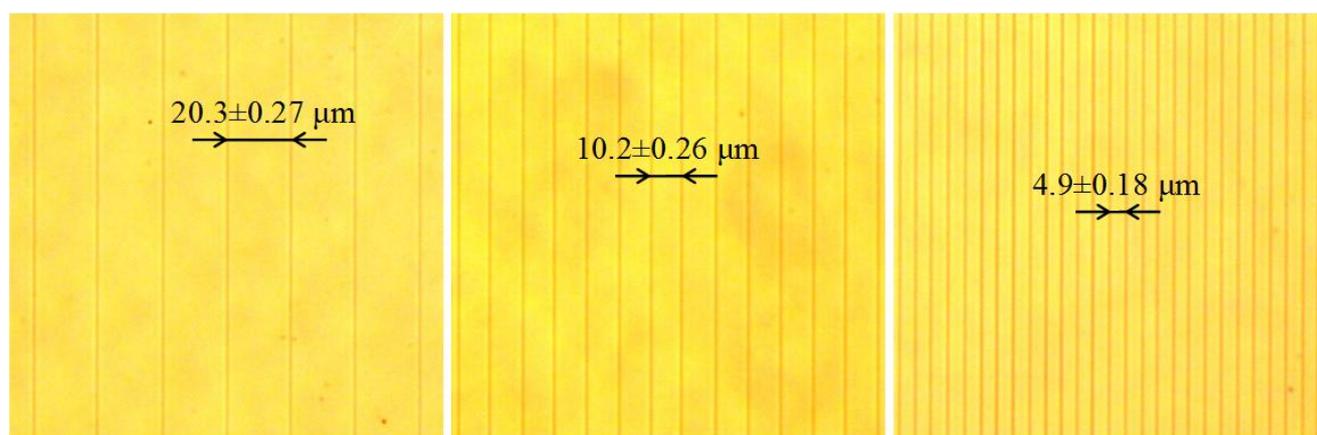


Рисунок 6.2 – Фотографии поверхности пленок Серии 1, полученные с помощью поляризационного оптического микроскопа Axio Imager.A1m (Carl Zeiss)

Магнитная проницаемость полученных образцов была измерена с помощью широкополосного спектрометра ФМР в диапазоне частот от 100 МГц до 9.5 Гц. Измерения проводились при развертке частоты  $f$  для различных значений внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного в плоскости образца. Конструкция измерительной ячейки, внутри которой размещался исследуемый образец тонкой магнитной пленки, общая схема спектрометра ФМР и методика измерений приведены в разделе 2.1.2.

### 6.1.3 Теоретическая модель магнитной пленки на периодически текстурированной подложке

Теоретический анализ экспериментальных данных был выполнен на основе модели тонкой магнитной пленки с пространственно модулированным профилем, представленной на рисунке 6.3. Для оценки величины магнитной анизотропии таких пленок использовался предложенный Нетзельманом методом [259], который в случае гранулированных пленок позволяет относительно просто определить компоненты усредненного по объему тензора размагничивающих факторов. В рамках модели гранулированной тонкой пленки Нетзельман рассмотрел два предельных случая: отдельной изолированной частицы (объекта или элемента структуры) с тензором размагничивания  $N^{obj}$  и однородно намагниченной пленки с тензором размагничивания  $N^{film}$ , а затем выразил плотность энергии размагничивания в виде

$$F^m = \frac{1}{2} p(1-p) \mathbf{M} N^{obj} \mathbf{M} + \frac{1}{2} p^2 \mathbf{M} N^{film} \mathbf{M}, \quad (6.1)$$

где  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности образца, а коэффициент упаковки  $p$  определяет относительную долю магнитных частиц в образце. Первый член правой части этого выражения представляет собой магнитную энергию, связанную с формой самих частиц, а второй – энергию размагничивания, связанную с общей геометрией пленки. В этом случае поле размагничивания определяется выражением

$$\mathbf{H}^m = -\frac{1}{p} \frac{dF^m}{d\mathbf{M}} = -(1-p) N^{obj} \mathbf{M} - p N^{film} \mathbf{M} = -N \mathbf{M}, \quad (6.2)$$

а эффективный тензор размагничивающих факторов гранулированной пленки  $N = (1-p) N^{obj} + p N^{film}$ .

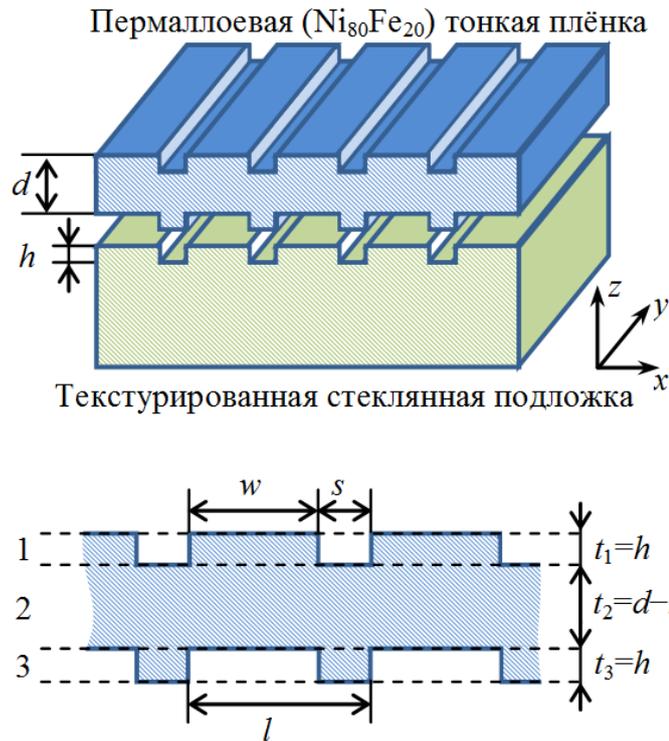


Рисунок 6.3 – Модель тонкой магнитной пленки на периодически текстурированной подложке

В работе [194] Дубовик показал, что данный метод применим не только к гранулированным пленкам, но и к другим неоднородным магнитным гетероструктурам произвольной формы и размеров. В частности, в этой работе были рассмотрены примеры расчета полей размагничивания для многослойной пленки, пленки со столбчатой микроструктурой, а также ферромагнитной пленки с шероховатостями на их поверхности. Для того чтобы воспользоваться данным методом для расчета магнитной анизотропии, обусловленной периодическими ступеньками на поверхности образца и на интерфейсе пленка/подложка, разобьем профиль полученной магнитной структуры на три слоя так, как показано на рисунке 6.3. Тогда выражение для плотности магнитостатической энергии в соответствии с [194] будет иметь вид

$$F^m = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{t_i}{t} p_i (1 - p_i) \mathbf{M} N_i^{obj} \mathbf{M} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{t_i}{t} p_i^2 \mathbf{M} N^{film} \mathbf{M}, \quad (6.3)$$

где  $t_i$ ,  $p_i$  и  $N_i^{obj}$  – соответственно толщина, плотность и тензор размагничивания изолированных «частиц» (вытянутых полосок)  $i$ -го слоя, а  $t$  – толщина всех слоев. В соответствии с рисунком 6.3 толщина отдельных слоев  $t_1 = t_3 = h$ ,  $t_2 = d - h$ , а толщина всей

структуры  $t = d+h$ . Плотность отдельных слоев  $p_1 = w/l$ ,  $p_2 = 1$ ,  $p_3 = s/l$ . Обозначим также за  $p = (p_1 t_1 + p_2 t_2 + p_3 t_3)/t$  эффективную плотность всей тонкопленочной структуры. Тогда поле размагничивания определяется выражением

$$\mathbf{H}^m = -\frac{1}{p} \frac{dF^m}{d\mathbf{M}} = -\sum_{i=1}^3 \frac{t_i}{t} \frac{p_i(1-p_i)}{p} N_i^{obj} \mathbf{M} - \sum_{i=1}^3 \frac{t_i}{t} \frac{p_i^2}{p} N^{film} \mathbf{M} = -N\mathbf{M}, \quad (6.4)$$

а эффективный тензор размагничивания трехслойной магнитной структуры, показанной на рисунке 6.3, равен

$$N = \sum_{i=1}^3 \frac{t_i}{t} \frac{p_i(1-p_i)}{p} N_i^{obj} + \sum_{i=1}^3 \frac{t_i}{t} \frac{p_i^2}{p} N^{film}. \quad (6.5)$$

В системе координат ось  $z$  которой совпадает с вектором нормали пленки, а ось  $x$  и  $y$  направлены соответственно ортогонально и вдоль полосок (рисунок 6.3), тензор  $N^{film}$  имеет единственную, отличную от нуля компоненту  $N_{zz}^{film} = 4\pi$ . В эксперименте высота ступенек на поверхности пленки была значительно меньше их ширины, т. е.  $h \ll w$  и  $h \ll s$ . Поэтому для расчета компонент тензоров размагничивания  $N_i^{obj}$  можно воспользоваться следующим приближением [260]:

$$N_1^{obj} = 4\pi \begin{bmatrix} t_1/(t_1+w) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & w/(t_1+w) \end{bmatrix}, \quad N_2^{obj} = 0, \quad N_3^{obj} = 4\pi \begin{bmatrix} t_3/(t_3+s) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & s/(t_3+s) \end{bmatrix}. \quad (6.6)$$

Тогда отличные от нуля компоненты эффективного тензора размагничивания (6.5) будут равны

$$N_x = N_{xx} = 4\pi \frac{h^2}{dl} \frac{ws}{l} \left[ \frac{1}{h+w} + \frac{1}{h+s} \right] \approx 4\pi \frac{h^2}{dl}, \quad N_z = N_{zz} = 4\pi(1 - N_{xx}) \approx 4\pi(1 - \frac{h^2}{dl}). \quad (6.7)$$

Используя эти выражения, запишем формулы для вычисления значений поля планарной  $H_k$  и ортогональной  $4\pi M_{eff}$  магнитной анизотропии, обусловленных размагничивающими полями в пленках с периодически модулированным профилем

$$H_k = N_x M_s = 4\pi M_s \frac{h^2}{dl}, \quad 4\pi M_{eff} = N_z M_s = 4\pi M_s \left(1 - \frac{h^2}{dl}\right). \quad (6.8)$$

В данном исследовании для сопоставления теоретических и экспериментальных результатов также была использована широко распространенная на практике формула Шлемана [261] для расчета размагничивающего фактора  $N_x = N_{xx}$  пленки с периодическими шероховатостями на ее поверхности. Если за  $\langle \xi_1^2(x) \rangle$  и  $\langle \xi_3^2(x) \rangle$  обозначить среднеквадратичное отклонение верхней и нижней поверхности пленки от их среднего значения, то согласно [261]  $N_x \approx 4\pi^2 [\langle \xi_1^2(x) \rangle + \langle \xi_3^2(x) \rangle] / dl$ . А с учетом представленной на рисунке 6.3 геометрии профиля пленки, а также приближения  $h \ll w$  и  $h \ll s$ , получим

$$H_k = 4\pi M_s \frac{h^2}{dl} \frac{2\pi ws}{l^2}, \quad 4\pi M_{eff} = 4\pi M_s \left(1 - \frac{h^2}{dl} \frac{2\pi ws}{l^2}\right). \quad (6.9)$$

Полученные здесь выражения для  $H_k$  и  $M_{eff}$  на основе формулы Шлемана отличаются от (6.8) дополнительным множителем  $2\pi ws/l^2$ . Легко показать, что при  $w \approx 4s$  формулы (6.8) и (6.9) становятся эквивалентными.

#### **6.1.4 Влияние параметров текстуры подложки на формирование магнитной анизотропии и эффективной намагниченности насыщения пленок**

Для того чтобы определить магнитные параметры экспериментальных образцов с помощью широкополосного спектрометра ФМР были проведены измерения зависимости резонансной частоты  $f_r$  от величины внешнего магнитного поля. Измерения проводились в широком диапазоне значений внешнего магнитного поля  $H = 0-1000$  Э, приложенного в плоскости пленок вдоль ОЛН. Было установлено, что в пленках с модулированным профилем направление ОЛН всегда совпадало с направлением рисок, т. е. с осью  $y$  (рисунки 6.3). Это означает, что величина наведенной во время осаждения пленок поля магнитной анизотропии  $H_u$  для образцов Серии 2 не превышала значение поля магнитной анизотропии  $H_k$ , связанной с размагничивающими полями периодической структуры пленок. В этом случае уравнение Киттеля (1.5) для резонансной частоты ФМР записывается в виде

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H + H_k \pm H_u)(H + H_k \pm H_u + 4\pi M_{eff})}, \quad (6.10)$$

где знак плюс при  $H_u$  относится к образцам Серии 1 ( $H_a = H_k + H_u$ ), а знак минус – к образцам Серии 2 ( $H_a = H_k - H_u$ ). Следует отметить, что входящая в выражение (6.10) эффективная намагниченность насыщения  $M_{eff}$  определяется выражением (6.8).

На рисунке 6.4 для образцов Серии 1 и 2 маркерами представлены фрагменты экспериментальных зависимостей квадрата частоты  $f_r^2$  от величины внешнего приложенного поля  $H$ . Поскольку  $4\pi M_{eff} \gg H + H_a$ , то, как видно из рисунка 6.4 и выражения (6.10), зависимость  $f_r^2(H)$  имеет практически линейный вид. Аппроксимируя с помощью выражения (6.10) экспериментальную зависимость  $f_r(H)$  для сплошной контрольной пленки, у которой  $H_k = 0$ , а  $M_{eff} = M_s$ , сначала были получены значения для наведенной анизотропии  $H_u = 6$  Э и намагниченности насыщения  $M_s = 858$  Гс.

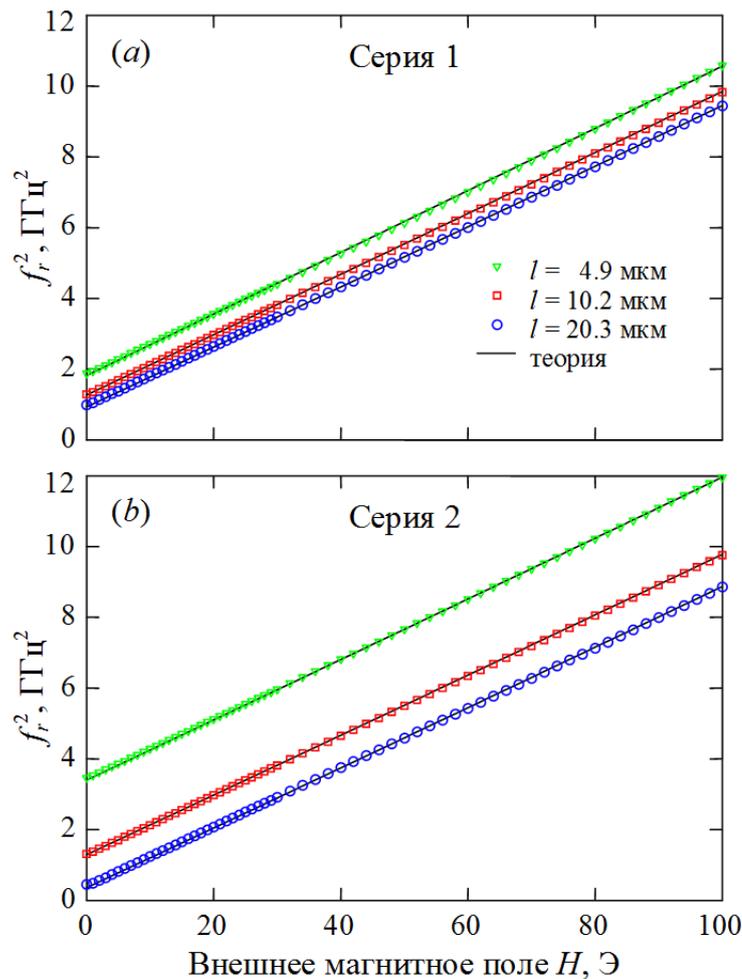


Рисунок 6.4 – Зависимость квадрата частоты ФМР  $f_r^2$  от величины приложенного внешнего поля  $H$  для образцов Серии 1 – (a) и Серии 2 – (b)

Затем аналогичным образом определялись параметры  $H_k$  и  $M_{eff}$  для пленок на текстурированных подложках. Поскольку экспериментально невозможно было разделить вклады  $H_k$  и  $H_u$  в суммарную анизотропию  $H_a$ , для всех образцов Серии 1 и 2 величина поля  $H_u$  было выбрана одинаковой и равной наведенной анизотропии контрольной пленки, т. е. 6 Э. На рисунке 6.4 для образцов Серии 1 и 2 сплошными линиями дополнительно показаны теоретические аппроксимирующие кривые  $f_r^2(H)$ , полученные с помощью (6.10).

Экспериментальные значения  $H_k$  и  $M_{eff}$  в зависимости от обратной величины периода искусственно сформированного профиля пленок  $1/l$  показаны на рисунке 6.5. На этом рисунке красные круглые маркеры относятся к образцам Серии 1, а квадратные синие – к образцам Серии 2. Сплошными линиями дополнительно показаны теоретические зависимости  $H_k(1/l)$  и  $M_{eff}(1/l)$ , полученные с помощью формул (6.8).

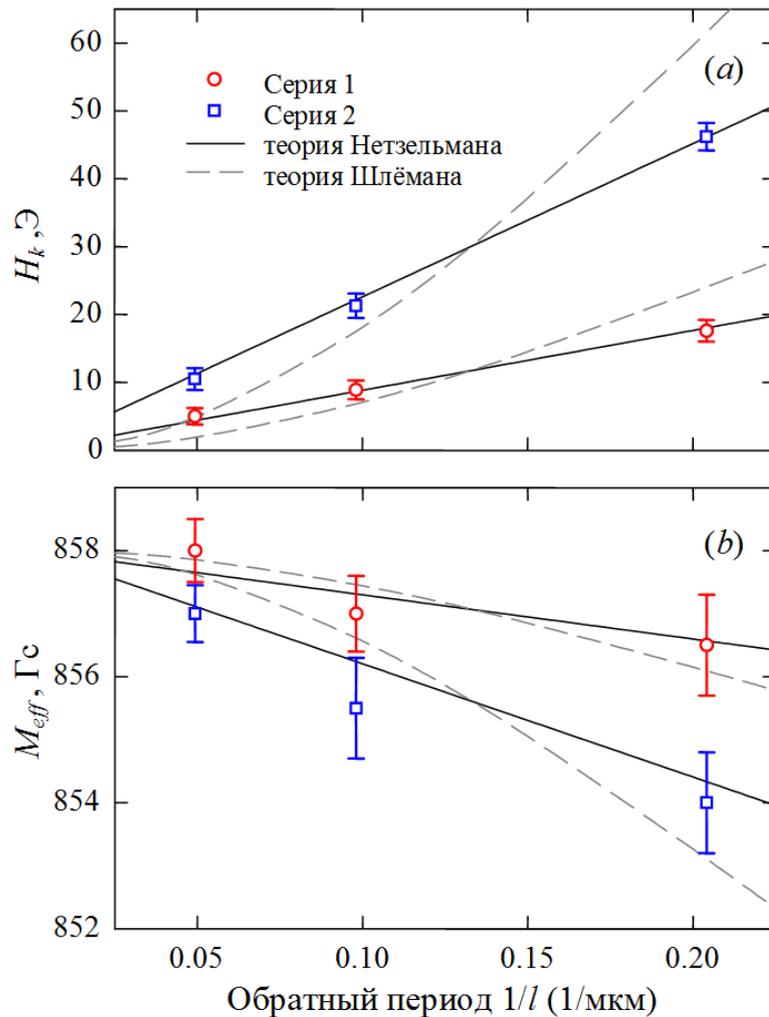


Рисунок 6.5 – Зависимость поля магнитной анизотропии  $H_k$  – (a) и эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$  – (b) пленок от обратной величины периода текстуры подложки. Маркеры – эксперимент, сплошная линия – расчет по формуле (6.8), штриховая – расчет по формуле (6.9)

В расчетах использовались подгоночные значения глубины рисок – параметра  $h$ , который для образцов Серии 1 составил 30 нм, а для образцов Серии 2 – 48 нм. Видно, что теоретическая модель на основе теории Нетзельмана достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и может быть использована на практике для отладки технологии изготовления периодически модулированных пленок с заданными магнитными свойствами. На рисунке 6.5 штриховыми линиями дополнительно показаны результаты расчета на основе теории Шлемана, полученные с помощью выражений (6.9). Эти теоретические кривые качественно согласуются с экспериментальными данными, но количественно хуже описывают экспериментальные значения  $H_k$  и  $M_{eff}$ , чем теория Нетзельмана.

### 6.1.5 Влияние параметров текстуры подложки на статическую магнитную проницаемость и частоту естественного ФМР пленок

Контролируемое изменение параметров  $H_k$  и  $M_{eff}$  пленки с помощью искусственно сформированной периодической текстуры подложки позволяет в широком диапазоне управлять частотой естественного ферромагнитного резонанса  $f_0$

$$f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_k \pm H_u)(H_k \pm H_u + 4\pi M_{eff})}. \quad (6.11)$$

Для образцов Серии 1 и Серии 2 на рисунках 6.6 (a, b) и (c, d) соответственно представлены частотные спектры магнитной проницаемости  $\mu = \mu' - i\mu''$  естественного ферромагнитного резонанса, полученные с помощью широкополосного спектрометра ФМР. Действительная часть магнитной проницаемости  $\mu'$  определяет динамические характеристики магнитной материала, тогда как  $\mu''$  характеризует магнитные потери в нем. Как видно из рисунка 6.6, магнитная проницаемость  $\mu'$  в частотном диапазоне от нуля и примерно до  $f_0$  остается практически постоянной и равной статической магнитной проницаемости материала  $\mu_s = \mu'(f=0)$ . В области ферромагнитного резонанса  $\mu'$  сначала возрастает, а потом в точке  $f = f_0$  резко падает ниже нуля и с дальнейшим ростом частоты стремится к единице. Поэтому, как уже отмечалось в первой главе, частоту естественного ФМР  $f_0$  можно рассматривать как верхнюю границу рабочего диапазона частот, в котором магнитный отклик материала в среднем характеризуется значением статической магнитной проницаемости  $\mu_s$ .

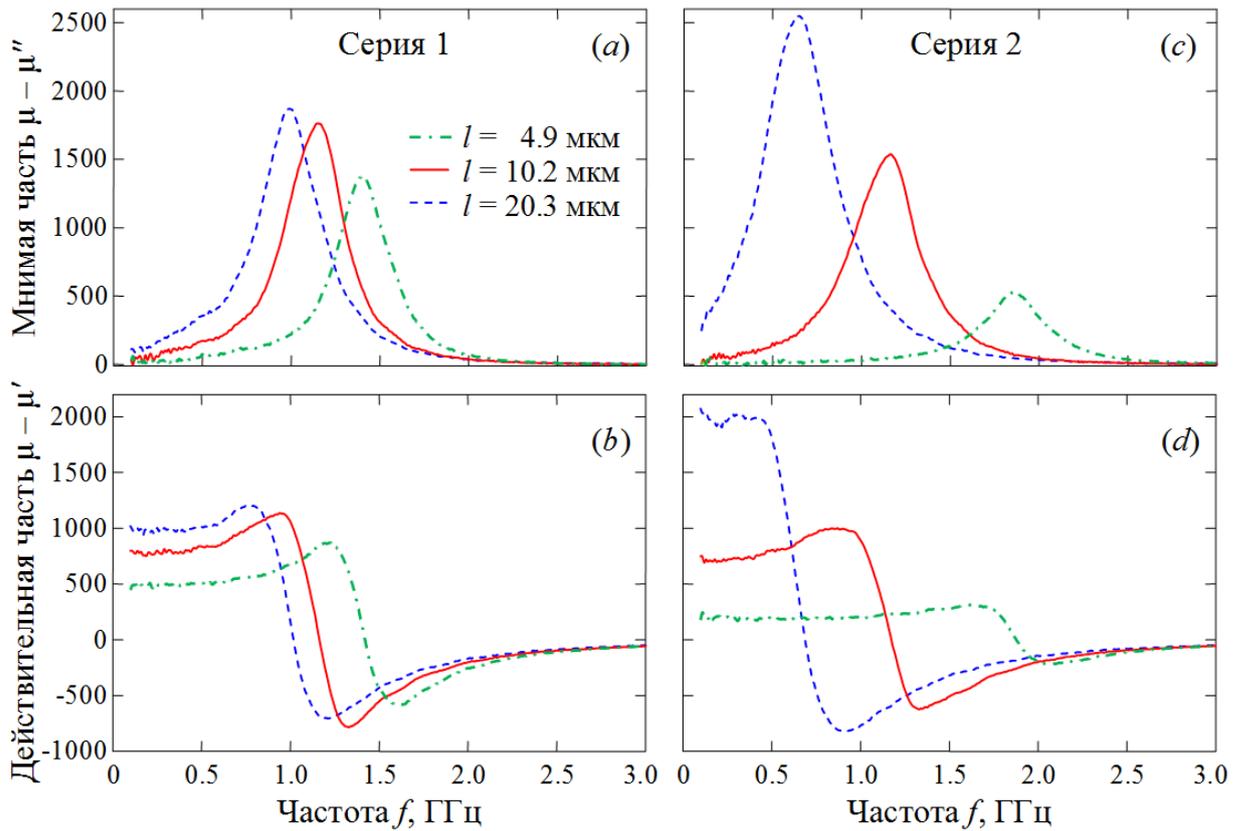


Рисунок 6.6 – Частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости  $\mu = \mu' - i\mu''$  при  $H = 0$  для образцов Серии 1 (a, b) и Серии 2 (c, d)

Рисунок 6.6 показывает, что с уменьшением периода модуляции профиля пленок  $l$  и соответственно с ростом суммарной магнитной анизотропии  $H_a = H_k \pm H_u$  наблюдается рост резонансной частоты  $f_0$ . На рисунке 6.7 эта зависимость показана маркерами для экспериментальных образцов двух серий. Кроме того, на рисунке 6.7 сплошными линиями также показаны хорошо согласующиеся с экспериментом теоретические зависимости  $f_0(1/l)$ , рассчитанные с помощью (6.8) и (6.11). Уменьшение периода модуляции  $l$  с 20 до 5 мкм привело к росту частоты естественного ФМР примерно в 1.5 раза, с 0.96 до 1.40 ГГц, для образцов Серии 1 и почти в 3 раза, с 0.65 до 1.86 ГГц, для образцов Серии 2.

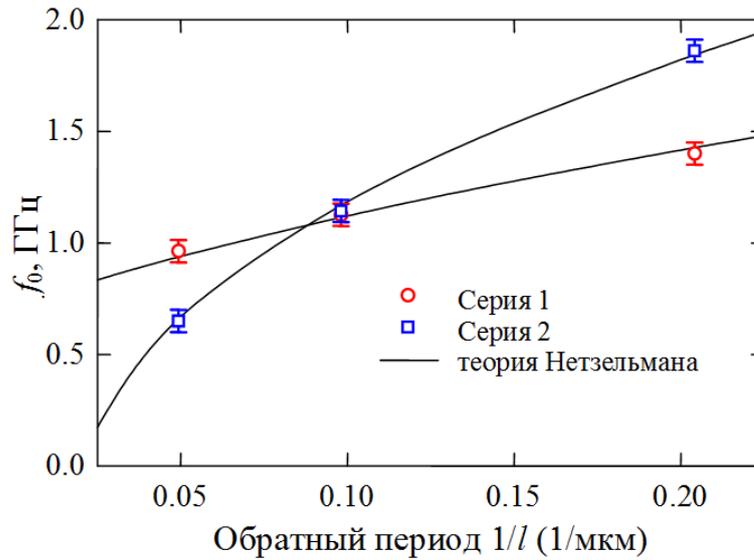


Рисунок 6.7 – Зависимость частоты естественного ФМР  $f_0$  пленок от обратной величины периода текстуры подложки. Маркеры – эксперимент, линии – теория

Одновременно с ростом  $f_0$  наблюдается также и снижение статической магнитной проницаемости материала (рисунок 6.6). Такое поведение магнитных параметров можно объяснить с помощью известного соотношения Аше (раздел 1.1.2), согласно которому в тонких пленках возрастание одной из величин ( $\mu_s$  или  $f_0$ ) приводит к уменьшению другой из них так, что выполняется следующее равенство

$$(\mu_s - 1)f_0^2 = (\gamma 4\pi M_s)^2. \quad (6.12)$$

Для магнитомягких тонких пленок  $f_0 \ll \gamma 4\pi M_s$  и соотношение (6.12) допускает существенно более высокие значения статической магнитной проницаемости по сравнению с законом Снука для объемных материалов (раздел 1.1.2). Поэтому тонкие магнитные пленки являются наиболее перспективными материалами для тех технических приложений, в которых требуется высокая динамическая магнитная проницаемость [15, 33]. На рисунке 6.8 сплошной линией построена зависимость  $\mu_s(1/f_0^2)$ , полученная с помощью (6.12). На этом же графике маркерами отмечены экспериментальные значения статической магнитной проницаемости для образцов Серии 1 и 2. Видно, что соотношение Аше остается справедливым и для пленок с искусственно модулированным профилем.

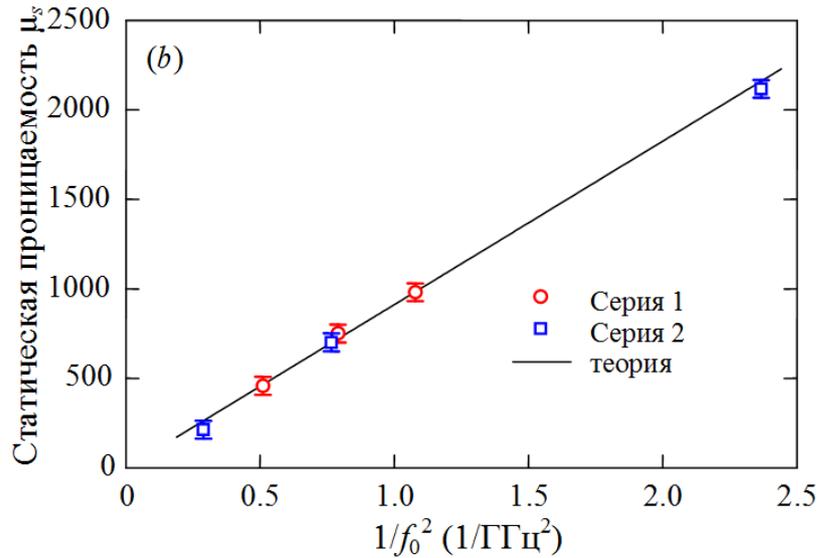


Рисунок 6.8 – Зависимость статической магнитной проницаемости  $\mu_s$  от обратной величины квадрата резонансной частоты  $f_0$ . Маркеры – эксперимент, линии – теория

### 6.1.6 Влияние параметров текстуры подложки на эффективный параметр затухания колебаний намагниченности пленок

Одной из наиболее важных для СВЧ-приложений характеристик пленок является эффективный параметр затухания  $\alpha$ , который характеризует уровень затухания колебаний намагниченности в магнитной среде [262]. Параметр затухания любого магнитного материала в первую очередь определяется собственными механизмами, возникающими в основном из-за взаимодействия между спинами и электронными орбитами. Кроме того, существуют и другие несобственные механизмы релаксации намагниченности, среди которых доминирующий вклад в уширение линии ФМР в тонких магнитных пленках вносят процессы двухмагнного рассеяния [81, 172, 262]. Безразмерный параметр затухания  $\alpha$  как феноменологическая константа (раздел 1.1.1) входит в уравнение движения Ландау – Лифшица – Гильберта (1.1b) и связана с шириной линии ФМР  $\Delta f$  посредством следующего выражения [81]

$$\alpha = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{\Delta f}{2(H + H_a) + 4\pi M_{eff}}. \quad (6.13)$$

Это соотношение между эффективным параметром затухания и шириной линии ФМР вытекает непосредственно из уравнения (1.1b) и позволяет выразить одну величину через

другую. Используя экспериментальные значения ширины линии естественного ФМР для образцов двух серий, с помощью формулы (6.13) определены значения параметра  $\alpha$ . Полученные результаты представлены на рисунке 6.9.

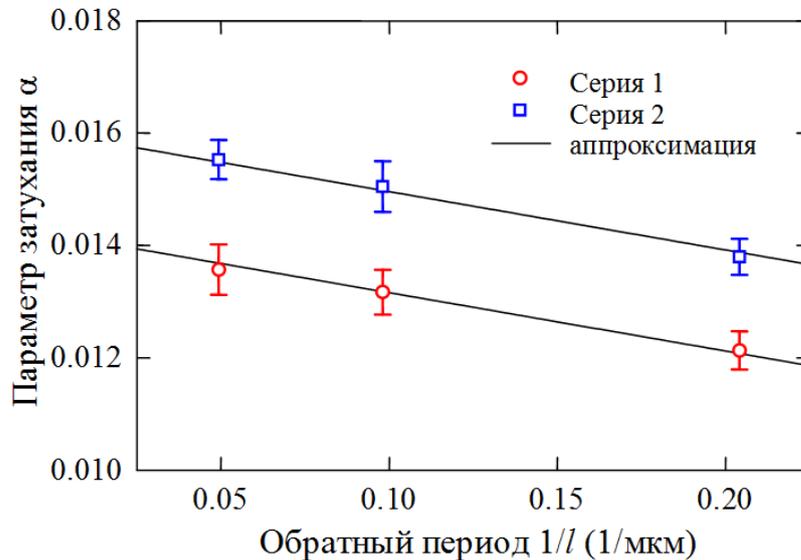


Рисунок 6.9 – Зависимость эффективного параметра затухания пленок от обратной величины периода текстуры подложки. Маркеры – эксперимент, линии – линейная аппроксимация

Видно, что зависимость эффективного параметра затухания пленок для образцов двух серий практически линейно убывает с ростом  $1/l$ . Сплошными линиями на этом рисунке показана линейная аппроксимация экспериментальных данных:  $\alpha = -0.0104 / l + 0.0142$  – для Серии 1 и  $\alpha = -0.0104 / l + 0.016$  – для Серии 2. Таким образом, можно сделать вывод, что уменьшение периода текстуры подложки приводит к пропорциональному снижению уровня затухания магнитных колебаний как для образцов Серии 1, так и образцов Серии 2. Однако для образцов Серии 2, у которых глубина рисок  $h$  и, как следствие, амплитуда модуляции профиля пленки выше, чем у образцов Серии 1, параметр затухания в целом оказался примерно на 0.0018 больше, чем в аналогичных пленках Серии 1.

Для того чтобы понять причину снижения  $\alpha$  с уменьшением  $l$ , на рисунке 6.10 в качестве примера показаны зависимости параметра затухания от величины эффективного внутреннего магнитного поля  $H_{eff} = H + H_a$  для образцов Серии 2. Из рисунка видно, что чем меньше период модуляции  $l$ , тем выше общий уровень затухания в пленке. Такой результат вполне закономерен. Ступеньки на поверхности и интерфейсе пленка/подложка приводят к формированию в пленках неоднородных магнитных полей

(магнитных неоднородностей), которые служат дополнительным каналом диссипации энергии посредством двухмагنونных процессов рассеяния [81, 182, 184]. Чем больше высота этих ступенек и чем больше их количество, тем выше амплитуда магнитных неоднородностей и соответственно выше затухание в магнитной среде.

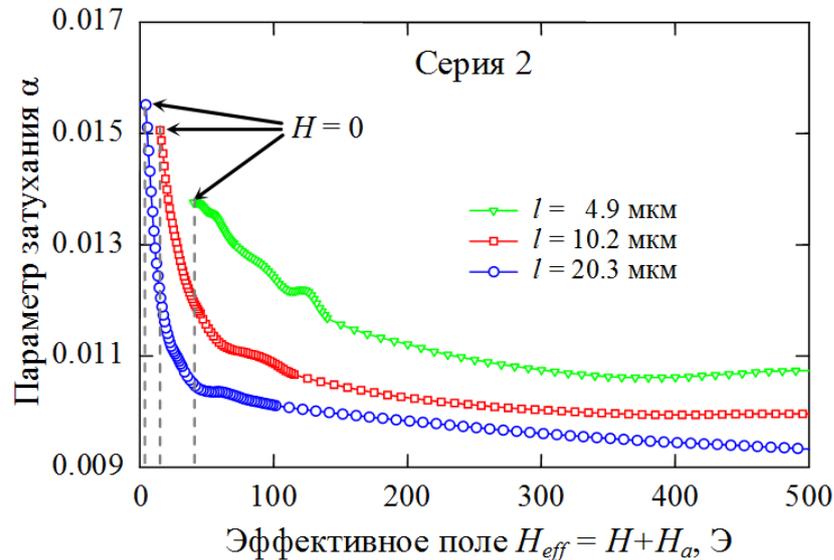


Рисунок 6.10 – Зависимость эффективного параметра затухания пленок Серии 2 от величины эффективного внутреннего магнитного поля

Следует обратить внимание на довольно резкий рост параметра затухания  $\alpha$ , который наблюдается в экспериментальных образцах при малых значениях эффективного внутреннего магнитного поля. Такое поведение  $\alpha$  характерно для всех поликристаллических пленок [263–265] и связано прежде всего с формированием в них неоднородной магнитной структуры из-за случайного распределения ОЛН отдельных кристаллитов (глава 4). С ростом  $H_{eff}$  дисперсия намагниченности и формируемые ею неоднородные внутренние магнитные поля подавляются, что сначала приводит к резкому снижению, а потом и к насыщению параметра затухания (глава 4). Как видно из рисунка 6.10, влияние случайной анизотропии на параметр  $\alpha$  при небольших значениях  $H_{eff}$  выражено значительно сильнее, чем влияние неоднородной поверхности пленок. А поскольку эффективное внутреннее магнитное поле (показано на рисунке 6.10 стрелочками) в условиях естественного ФМР ( $H = 0$ ) выше для пленок с меньшим периодом модуляции их профиля, то в результате наблюдается снижение параметра затухания с уменьшением  $l$ . Это объясняет наблюдаемую зависимость  $\alpha(1/l)$ , представленную на рисунке 6.9.

## 6.2 Микроструктурные и магнитные свойства наклонно осажденных тонких пленок

Метод вакуумного наклонного осаждения атомов является достаточно простым и эффективным способом создания тонких пленок с контролируемыми свойствами [244, 266, 267]. Осаждение паров металла в условиях наклонного падения и ограниченной диффузии адсорбированных атомов, как правило, приводит к формированию в пленке столбчатой микроструктуры. Характерный для данного процесса рост столбцов с наклоном по направлению к источнику испарения атомов является результатом конкуренции между поверхностной диффузией и эффектом геометрического «затенения» осаждаемых атомов [266, 268]. Поэтому угол наклона потока атомов, а также температура подложки оказывают сильное влияние на морфологию (размер и форму столбцов) и текстуру (наклон столбцов и расстояние между ними) получаемых пленок.

Использование метода наклонного осаждения позволяет получать пленки с требуемой для практического применения анизотропией физических свойств [269]. В частности, было установлено, что наклонное осаждение индуцирует магнитную одноосную анизотропию в изготавливаемых таким способом тонких поликристаллических пленках [270, 271]. Экспериментальные исследования показали, что величину одноосной магнитной анизотропии в образцах можно контролировать изменением угла осаждения. Было также обнаружено, что, в зависимости от угла осаждения, легкая ось намагничивания может быть ориентирована как параллельно, так и перпендикулярно плоскости падения атомов. При этом переориентация легкой оси обычно наблюдалась при углах выше 60–70°.

В настоящее время метод наклонного осаждения широко используется для получения многослойных [272] и обменносвязанных систем [273] с различными параметрами магнитной анизотропии в отдельных слоях, для контроля магнитотранспортных свойств гранулированных пленок [274], для настройки магнитооптических свойств тонких пленок со столбчатой наноструктурой [275]. Это также перспективный метод изготовления тонких пленок и многослойных структур с высокой частотой естественного ферромагнитного резонанса, что, как показано в первой главе, очень важно для расширения диапазона рабочих частот СВЧ-устройств на их основе [276–278].

С практической точки зрения большое значение имеет глубокое понимание связи между микроструктурой и магнитным поведением тонких пленок. В случае сверхтонких образцов наклонное осаждение в основном приводит к формированию квазипериодической волнистой поверхности у пленок. В работах [279, 280] было показано, что используя данные профиля поверхности пленки, полученные с помощью атомно-силовой или сканирующей туннельной микроскопии, можно рассчитать обусловленную поверхностными неоднородностями магнитостатическую энергию и определить связанную с наклонным осаждением магнитную анизотропию. Однако в более толстых наклонно осажденных пленках магнитная анизотропия очень сильно зависит от их столбчатой микроструктуры [267, 281], экспериментальное определение которой представляет собой непростую задачу [281, 282].

В относительно недавних работах был предложен интересный подход, позволяющий численно исследовать оптические [283] и электрические [284] свойства наклонно осажденных тонких пленок со сложной столбчатой микроструктурой. В этом подходе трехмерные структуры, полученные с помощью программы симуляции роста тонких пленок, были проанализированы с использованием различных численных методов для изучения электропроводности и величины оптического пропускания. Достаточно хорошее согласие численных и экспериментальных результатов продемонстрировало перспективность данного подхода, позволяющего не только воспроизводить, но и предсказывать некоторые свойства тонких пленок с неоднородной морфологией. В этом и последующем разделах главы рассмотрено применение этого подхода для изучения магнитных свойств наклонно осажденных тонких пленок [167, 168, 285, 286].

### **6.2.1 Экспериментальные методы изготовления и исследования пленок**

Для того чтобы откалибровать параметры численной модели роста пленки и затем сравнить результаты моделирования с экспериментом, была изготовлена серия тонких пермалловых пленок, осажденных при различных углах падения атомов, подобно тому, как это сделали Смит [270] и Коэн [271]. Тонкопленочные образцы изготавливались методом термического испарения пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  в вакууме на полированные стеклянные подложки толщиной 0.5 мм и поперечными размерами  $10 \times 10$  мм, установленные под различными углами к направлению падения атомов. Угол осаждения  $\alpha$  менялся в диапазоне от 0 до  $75^\circ$ . Базовое давление в вакуумной камере не превышало  $10^{-4}$  Па, при

этом скорость осаждения паров металла составила  $\sim 1$  нм/с. Во время напыления пленок ортогонально плоскости осаждения было приложено постоянное магнитное поле  $H = 200$  Э. Номинальная толщина каждого образца составляла 40 нм. Следует отметить, что при наклонном осаждении с увеличением угла напыления доступная для паров металла эффективная площадь подложки уменьшалась, а пористость изготавливаемых образцов росла [268]. Поэтому, чтобы толщина полученных пленок оставалась примерно одинаковой, продолжительность времени их напыления должным образом корректировалась в соответствии с выбранным наклоном подложки. Магнитные характеристики пленок были получены с помощью сканирующего спектрометра ФМР (раздел 2.1.1). Измерения проводились с локальных участков пленок размером около  $0.8 \text{ мм}^2$  на двух частотах: 2.274 ГГц и 3.329 ГГц. Параметры одноосной магнитной анизотропии были определены из экспериментальных угловых зависимостей резонансного поля ФМР с помощью описанной в разделе 2.2 методики.

### **6.2.2 Модель баллистического осаждения и программа для ее расчета**

Для исследования взаимосвязи между микроструктурными и магнитными свойствами наклонно осажденных тонких пленок была разработана программа для ЭВМ «FilmGrowthSim» [287]. Программа позволяет моделировать процессы осаждения атомов на подложку, т. е. имитировать рост тонких пленок в высоком вакууме, и создавать трехмерные структуры со сложной наностолбчатой морфологией и текстурой [104, 285]. Было показано [104], что при надлежащем выборе параметров модели микроструктура полученных с помощью программы образцов соответствует микроструктуре реальных наклонно осажденных пленок. В программе также реализованы статистические методы анализа структурных параметров исследуемых объектов.

Программа «FilmGrowthSim» основана на модели баллистического осаждения и методе Монте-Карло для имитации диффузионно-ограниченного процесса агрегации [288, 289]. На рисунке 6.11 схематично поясняются основные принципы моделирования процесса осаждения частиц. Все рабочее пространство разбивается на 3D решетку одинаковых кубических ячеек размером  $\Delta^3$ , в которых может находиться одна из осаждаемых частиц. На первом этапе моделирования создается плоская (или волнообразная, как в разделе 6.3) подложка. Затем кубическая частица инициируется в случайном месте в

плоскости  $xy$  непосредственно над поверхностью пленки и начинает прямолинейно двигаться по направлению к подложке под заданными параметрами осаждения углом  $\alpha$ .

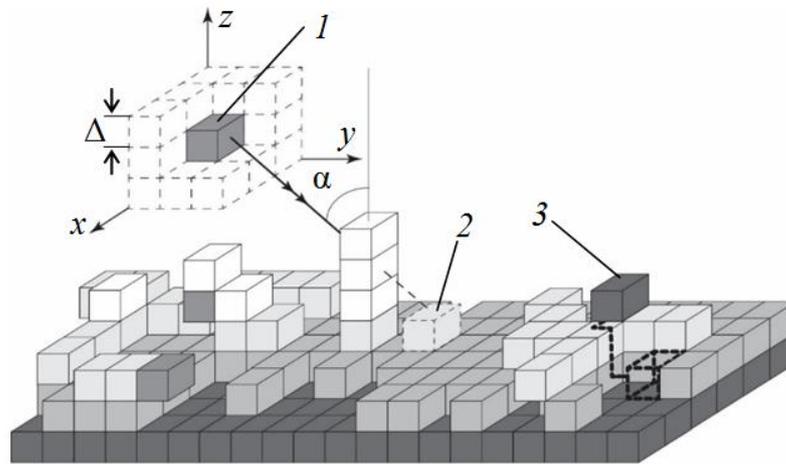


Рисунок 6.11 – Схематическое изображение модели баллистического осаждения, где показано: 1 – движение кубической частицы под углом  $\alpha$  к нормали подложки, 2 – недоступная для падающей частицы область (эффект «затенения»), 3 – диффузия адсорбированной частицы

При столкновении текущей частицы с поверхностью подложки или с любой другой ранее осажденной частицей запускается алгоритм, имитирующий ее ограниченную диффузию. Этот алгоритм построен на модели случайного блуждания [288] и описывает характер движения адсорбированной частицы по поверхности подложки или пленки. В общем случае частица совершает  $S$  перемещений (скачков) из одной (текущей  $i$ -й) ячейки в другую (соседнюю свободную  $j$ -ю) ячейку. При этом вероятность  $P_{i \rightarrow j}$  перескока частицы из  $i$ -й ячейки в  $j$ -ю ячейку зависит от количества окружающих  $j$ -ю вакансию ближайших соседей (занятых ячеек)  $N_j$  и может быть выражена как [288]

$$P_{i \rightarrow j} = \frac{\exp(\gamma N_j)}{\sum_j \exp(\gamma N_j)}, \quad (6.14)$$

где  $\gamma$  – коэффициент диффузии, а суммирование производится по всем разрешенным вакансиям  $j$ .

Входящая в (6.14) константа  $\gamma$  с физической точки зрения характеризует отношение поверхностной энергии пленки к энергии, обусловленной ее температурой. В то время как  $S$  определяет длину диффузии адсорбированной частицы, которая в основном зависит от скорости осаждения, а также от температуры пленки. Обычно из-за сложного харак-

тера реального процесса осаждения атомов параметры моделирования калибруются по экспериментально измеренным характеристикам реальных пленок [289]. В данной работе для калибровки параметров модели  $\gamma$  и  $S$  использовался критерий наилучшего соответствия между расчетными и экспериментальными значениями поля одноосной магнитной анизотропии. В результате были получены следующие значения параметров:  $S = 5$  и  $\gamma = 0.45$ . Как и в работе [284], размер частиц в данном исследовании составил  $\Delta = 0.5$  нм. Следует отметить, что при моделировании процессов осаждения и диффузии частиц использовались двумерные (в плоскости  $xu$ ) периодические граничные условия. Более детальное объяснение всех этапов процедуры моделирования можно найти в работе [167].

Для исследования свойств наклонно осажденных пленок было выполнено моделирование процесса роста серии тонкопленочных структур размером  $256(x) \times 256(y) \times 80(z) \Delta^3$  для 11 различных углов осаждения  $\alpha$  в диапазоне от  $0^\circ$  до  $85^\circ$ . Для повышения достоверности результатов моделирования для каждого угла  $\alpha$  было выполнено по десять независимых осаждений пленок. На графиках с результатами моделирования, представленными далее, все значения получены усреднением по этим десяти наборам пленок, а планки погрешностей показывают общий диапазон этих величин (когда планки погрешностей не показаны, разброс величин меньше, чем размер символа).

### **6.2.3 Расчет тензора размагничивающих факторов полученных моделированием наклонно осажденных пленок**

Для анализа магнитных свойств полученных численным моделированием тонкопленочных наклонно осажденных структур был использован метод расчета компонент тензора размагничивающих факторов  $N$ , предложенный Беледжиа и Де Графом [290–292]. Авторами этого метода было показано, что связанная с нахождением  $N$  проблема вычисления магнитного векторного потенциала значительно упрощается при переходе из реального пространства в пространство Фурье, где вычисление векторного потенциала преобразуется из операции свертки в произведение двух векторов. Форму магнитного объекта можно математически описать функцией  $D(\mathbf{r})$  (где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор в реальном пространстве) [290], которая равна единице в области пространства, занятой магнитным объектом, и нулю за его пределами. Следует отметить, что каждая полученная моделированием тонкопленочная структура представляет собой трехмерный массив единиц

(частицы) и нулей (незаняты ячейки) и является дискретным аналогом функций формы  $D(\mathbf{r})$ .

Как показали Беледжиа и Де Граф, усредненные по объему компоненты тензора размагничивания объекта с функцией формы  $D(\mathbf{r})$  могут быть вычислены с помощью следующего выражения

$$N_{ij} = \frac{1}{8\pi^3 V} \int d^3 \mathbf{k} \frac{|D(\mathbf{k})|^2}{k^2} k_i k_j, \quad (6.15)$$

где  $V$  – занимаемый магнитным объектом объем,  $D(\mathbf{k})$  – преобразование Фурье функции формы (амплитуда формы), а  $\mathbf{k}$  – волновой вектор. Используя метод быстрого преобразования Фурье (БПФ) и формулу (6.15), были численно рассчитаны компоненты тензоров размагничивания для всех полученных моделированием процесса роста пленок.

#### 6.2.4 Влияние угла осаждения на магнитную анизотропию пленок

Полученные с помощью программы «FilmGrowthSim» тонкие пленки имеют выраженную столбчатую микроструктуру. Это непосредственно видно из рисунка 6.12 (а), на котором показаны изображения поверхности (плоскость  $xy$ ) и поперечного сечения (плоскость  $zy$ ) пленок, смоделированных при углах осаждения  $\alpha = 45^\circ$  и  $\alpha = 80^\circ$ . Структура полученных моделированием пленок близка к структуре, наблюдаемой в реальных экспериментальных образцах, как это видно из рисунка 6.12 (б), где показано полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) изображение поперечного сечения пермаллоевой пленки, осажденной под углом  $45^\circ$ .

В работе [285] подробно исследована морфология и текстура смоделированных наклонно осажденных пленок. Было показано, что плотность образцов монотонно уменьшается, а наклон столбцов увеличивается с ростом угла осаждения. Кроме того, статистический анализ структуры пленок показал, что при увеличении угла осаждения возникает и монотонно растет анизотропия формы поперечного сечения столбцов, а также меняется характер распределения столбцов по поверхности подложки. Чтобы понять, как такая столбчатая микроструктура влияет на магнитные свойства пленок, были проанализированы зависимости компонент тензора размагничивания (6.15) от угла осаждения пленок.

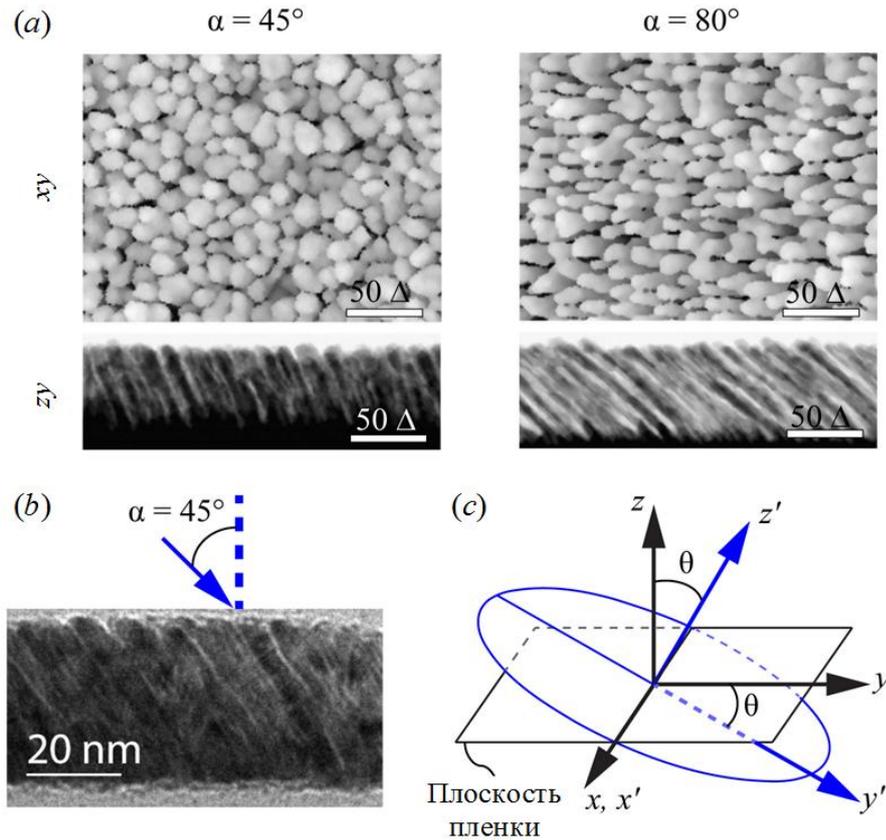


Рисунок 6.12 – (a) Изображения поверхности ( $xy$ ) и поперечного сечения ( $zy$ ) пленок, полученных моделированием для углов  $\alpha = 45^\circ$  и  $\alpha = 80^\circ$ . (b) Изображение ПЭМ поперечного сечения экспериментальной пленки  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , осажденной при  $\alpha = 45^\circ$ . (c) Преобразование системы координат:  $xuz$  – система координат пленки,  $x'y'z'$  – система координат, совпадающая с главными осями тензора размагничивания (6.15) пленки

В общем случае главные оси тензора  $N$  не совпадают с осями исходной системы координат  $xuz$ , где ось  $z$  ортогональна к плоскости пленки, а ось  $y$  параллельна плоскости падения (осаждения) атомов. Диагонализация рассчитанных для всех наклонно осажденных структур тензоров размагничивания  $N$  позволила установить, что ортогональное преобразование системы координат  $xuz$  в новую  $x'y'z'$ , совпадающую с главными осями тензора  $N$ , осуществляется путем поворота вокруг оси  $x$  на угол  $\theta$ , так, как показано на рисунке 6.12 (c). На этом рисунке также схематично изображено поперечное сечение в плоскости  $x'y'$  эквивалентного эллипсоида вращения, с помощью которого могут быть описаны анизотропные свойства пленки. Расчеты показывают, что компонента (размагничивающий фактор)  $N_z$  диагонализированного тензора  $N$  в среднем примерно в 10 раз больше, чем компоненты  $N_x$  и  $N_y$ , хотя различие между ними медленно уменьшается с ростом угла осаждения (рисунок 6.13).

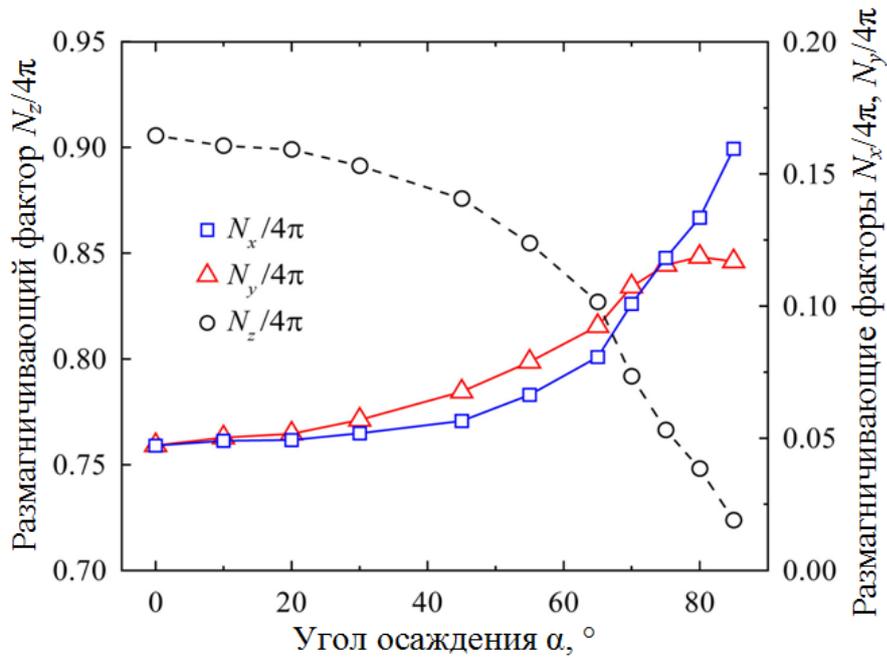


Рисунок 6.13 – Зависимость от угла осаждения компонент (размагничивающих факторов) диагонализированного тензора размагничивания (6.15) для полученных моделированием наклонно осажденных пленок

Из-за большой величины размагничивающего поля вдоль оси  $z'$  вектор намагниченности пленки в относительно небольших полях лежит в плоскости  $x'y'$ , которую можно назвать «легкой» плоскостью. В этом случае несложно показать, что поле одноосной магнитной анизотропии  $H_k$ , связанное с внутренними размагничивающими полями в тонкой наклонно осажденной пленке, определяется выражением

$$H_k = M_s (N_y - N_x), \quad (6.16)$$

где  $M_s$  – это намагниченность насыщения пленки. Для расчета поля анизотропии использовалось типичное для пермаллоя ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ) значение намагниченности насыщения  $M_s = 860$  Гс. Необходимо также отметить, что направление оси легкого намагничивания зависит от знака  $H_k$ . Если величина поля анизотропии  $H_k$  положительна, то ОЛН совпадает с осью  $x'$ , если отрицательна – ОЛН совпадает с осью  $y'$ .

Результаты расчета поля одноосной магнитной анизотропии  $H_k$  для различных углов осаждения  $\alpha$  представлены на рисунке 6.14. Для сравнения на этом графике также приведены измеренные с помощью сканирующего спектрометра ФМР значения поля  $H_k$  наклонно осажденных пермалловых  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  тонких пленок (кружки).

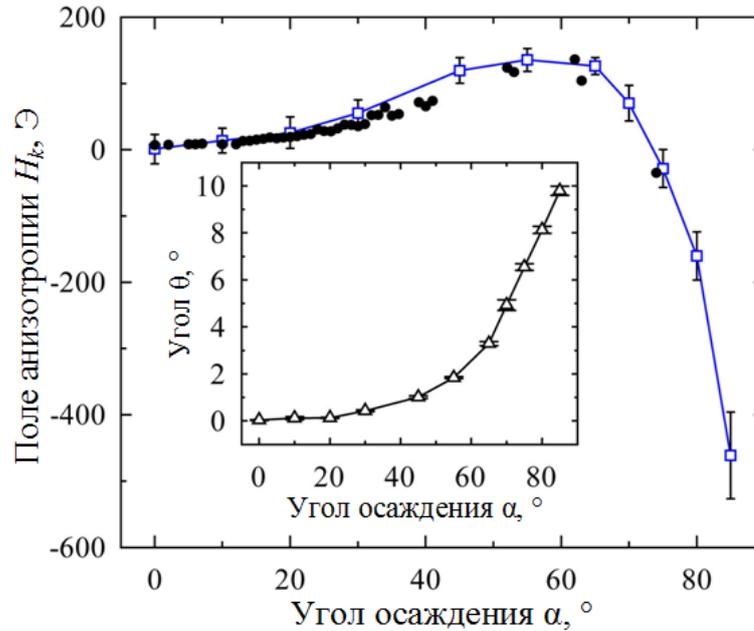


Рисунок 6.14 – Экспериментальная (черные точки) и смоделированная (квадратные маркеры) зависимость поля одноосной магнитной анизотропии  $H_k$  от угла осаждения  $\alpha$ . На вставке показана зависимость угла отклонения «легкой» плоскости  $\theta$  (плоскости  $x'y'$  на рисунке 6.12,  $c$ ) от угла осаждения  $\alpha$

Наблюдаемый характер зависимости  $H_k(\alpha)$  обусловлен двумя процессами, сопровождающими рост пленки: слиянием (агрегацией) столбцов и уменьшением ее плотности. Наклонное падение частиц из-за эффекта «затенения» и ограниченной поверхностной диффузии приводит к росту столбцов, которые имеют тенденцию к сращиванию в направлении, перпендикулярном к плоскости осаждения. Это приводит к формированию легкой оси намагничивания вдоль оси  $x'$  ( $N_y > N_x$ ). Однако с ростом угла осаждения пористость пленки увеличивается, и для углов  $\alpha > 75^\circ$  форма каждого отдельного столбца начинает играть решающую роль. В этом случае для минимизации магнитостатической энергии намагниченность должна ориентироваться вдоль длинной оси столбца ( $N_x > N_y$ ). Таким образом, легкая ось лежит параллельно плоскости осаждения и под углом  $\theta$  к плоскости пленки (вставка на рисунке 6.14). Этот угол наклона зависит как от плотности упаковки пленки, так и от наклона столбцов.

### **6.3 Микроструктурные и магнитные свойства тонких пленок, наклонно осажденных на нанотекстурированные подложки**

В последние годы были предложены и успешно реализованы различные методы создания тонких магнитных пленок с пространственной модуляцией их структуры. Среди таких методов процессы ионно-лучевой эрозии стали широко использоваться для контролируемой модификации поверхности подложек [195, 244, 293–298]. При некоторых условиях облучения, определяемых энергией и углом падения ионов, на поверхности подложки может быть сформирована квазипериодическая текстура, которая в локальном масштабе может быть аппроксимирована синусоидальной поверхностью с характерной длиной волны в диапазоне от 20 до 400 нм и амплитудой 1.5–60 нм. Тонкие пленки, выращенные на таких подложках, частично повторяют их текстуру, что заметно отражается на их магнитных свойствах и в особенности на магнитной анизотропии пленок. Кроме того, если магнитный материал наносится под углом к подложке, в пленках из-за эффекта «затенения» может сформироваться наклонная столбчатая структура [297, 298], которая также приводит к изменению их магнитного поведения. Таким образом, наклонное осаждение пленок на нанотекстурированные подложки открывает дополнительные возможности для целенаправленного синтеза тонких пленок с заданными характеристиками. Однако, поскольку процесс осаждения носит случайный характер, прогнозирование микроструктуры получаемых пленок и оценка влияния микроструктуры на магнитные характеристики все еще остается сложной задачей. Как показано в разделе 6.2, трехмерное моделирование на основе баллистической модели и методе Монте-Карло является очень привлекательным инструментом для решения этой проблемы.

#### **6.3.1 Детали численного моделирования**

Для исследования взаимосвязи между структурными и магнитными свойствами пленок, осажденных под наклоном на нанотекстурированные подложки, использовалась разработанная программа «FilmGrowthSim». Описание заложенных в программу основных принципов и методов моделирования процесса роста достаточно подробно рассмотрены в разделе 6.2.2. На рисунке 6.15 (а) показана общая схема процесса осаждения магнитных частиц. В отличие от предыдущего исследования, результаты которого при-

ведены в разделе 6.2, здесь использовалась не плоская, а текстурированная подложка. Причем текстура поверхности подложки была аппроксимирована синусоидальной функцией, как показано на рисунке 6.15 (a). Такая аппроксимация до некоторой степени позволяет имитировать поверхность реальных нанотекстурированных с помощью наклонного ионного облучения подложек [299].

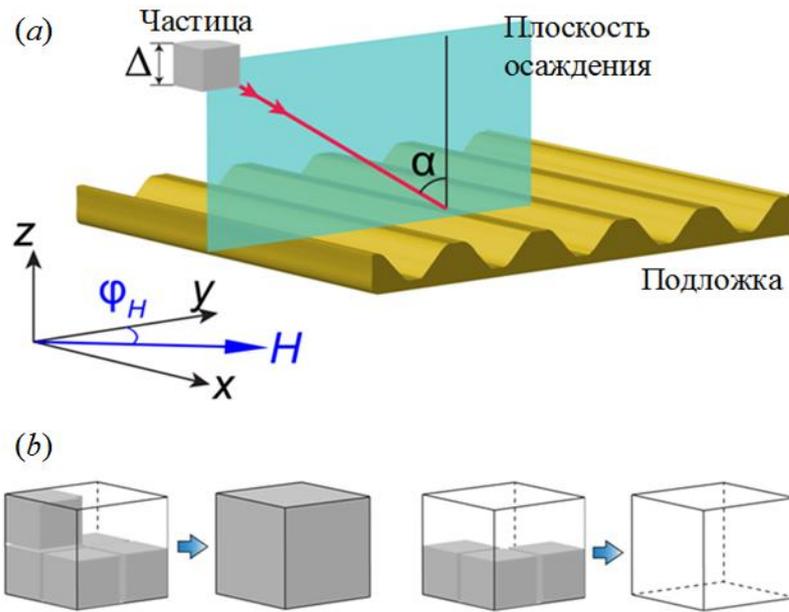


Рисунок 6.15 – (a) Система координат и схема осаждения магнитных частиц на нанотекстурированную подложку. (b) Иллюстрация алгоритма сжатия, используемого для проведения численного микромагнитного моделирования

Для исследования свойств наклонно осажденных на нанотекстурированные подложки пленок было выполнено моделирование процесса роста серии тонкопленочных структур размером  $256(x) \times 256(y) \times 120(z) \Delta^3$  для различных углов падения  $\alpha$  в диапазоне от  $0^\circ$  до  $80^\circ$ . При этом использовались три набора параметров диффузии, в результате чего были получены пленки различной плотности: (i)  $S = 1$ ,  $\gamma = 1$  (пленки низкой плотности), (ii)  $S = 5$ ,  $\gamma = 0.44$  (пленки промежуточной плотности) и (iii)  $S = 8$ ,  $\gamma = 0.8$  (пленки высокой плотности). Подложка была создана путем формирования на ее поверхности текстуры в виде плоской синусоидальной волны вдоль оси  $y$ . При этом плоскость осаждения была ориентирована перпендикулярно гребням волны на поверхности подложки (рисунок 6.15, a). Параметры текстуры подложки составляли: длина волны  $\lambda = 50 \Delta$ , амплитуда  $a = 10 \Delta$ . Как и в предыдущем исследовании, размер частиц  $\Delta$  был выбран равным 0.5 нм.

Следовательно, длина волны на поверхности подложки составила  $\lambda = 25$  нм, а ее амплитуда  $a = 5$  нм.

Для изучения процессов перемагничивания в полученных с помощью программы «FilmGrowthSim» тонкопленочных структурах использовалась микромагнитная модель, подробное описание которой дано в разделе 3.1. Чтобы сократить время вычисления петель гистерезиса до приемлемых значений, к полученным тонкопленочным структурам дополнительно был применен простой алгоритм сжатия, который поясняется рисунком 6.15 (b). Полученные структуры разбивались на кубические макроячейки, каждая из которой состояла из восьми ячеек исходной решетки. Если более половины ячеек в макроячейке были заняты, то остальные ячейки были заселены частицами, в противном случае все ячейки макроячейки оставались незанятыми. Для частного случая, когда была занята ровно половина ячеек, решение принималось случайным образом. Затем каждая макроячейка была объединена. Таким образом, с помощью этого алгоритма сжатия размер пленок (число дискретных элементов микромагнитной модели) был уменьшен в 8 раз, при этом основные особенности их структуры были сохранены.

Каждая макроячейка нового (сжатого) трехмерного массива, занятая частицей, характеризовалась магнитным моментом  $\mathbf{M}_i$  с намагниченностью насыщения  $M_s$ , в то время как для незанятых ячеек  $M_s = 0$ . Микромагнитное моделирование было выполнено с учетом энергии обменного и магнитостатического взаимодействия между дискретными элементами (частицами), а также с учетом энергии Зеемана – энергии взаимодействия между магнитными моментами  $\mathbf{M}_i$  и приложенным в плоскости полем  $\mathbf{H}$ . Следует также отметить, что в микромагнитную модель какие-либо дополнительные члены для расчета энергии магнитной анизотропии не включались. Поэтому в исследуемых образцах магнитная анизотропия была обусловлена только размагничивающими полями, возникающими из-за неоднородной микроструктуры образцов. Для расчета энергий обменного и магнитостатического взаимодействий дополнительно использовались двумерные (в плоскости  $xy$ ) периодические граничные условия. Магнитная микроструктура (равновесное распределение магнитных моментов  $\mathbf{M}_i$ ) моделируемых пленок определялась из решения системы линейных неоднородных уравнений с неопределенными множителями Лагранжа. При расчете петель гистерезиса каждое полученное равновесное распределение намагниченности дополнительно проверялось на устойчивость (раздел 3.1.4). В расчетах использовались типичные для пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  магнитные параметры: на-

магнитичность насыщения  $M_s = 860$  Гс, константа обменного взаимодействия  $A = 1 \times 10^{-6}$  эрг/см.

### 6.3.2 Микроструктура полученных моделированием тонких пленок

На рисунке 6.16 представлены типичные изображения поперечного сечения  $yz$  полученных моделированием тонких пленок, осажденных на нанотекстурированные подложки. Эти изображения были подготовлены таким образом, чтобы они могли наиболее реалистично воспроизводить фотографии микроструктуры пленок, получаемые с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Для этого рассматривался срез в плоскости  $yz$  толщиной  $\delta x$  и для каждой точки  $(y, z)$  этого среза вычислялась локальная плотность  $p_{лок}$ , определяемая как количество занятых ячеек, деленное на общее количество ячеек в слое  $\delta x$ . Полученное распределение плотности  $p_{лок}(y, z)$  отображается как двумерное черно-белое изображение, где черный цвет соответствует максимальному, а белый цвет – минимальному значению параметра локальной плотности  $p_{лок}$ .

В зависимости от параметров диффузии (раздел 6.3.1) были получены пленки трех типов: пленки низкой плотности со средним значением  $p_0 = 0.33$  для угла осаждения  $\alpha = 0^\circ$ , пленки промежуточной плотности с  $p_0 = 0.81$  для  $\alpha = 0^\circ$  и пленки высокой плотности с  $p_0 = 0.97$  для  $\alpha = 0^\circ$ . Изображения на рисунке 6.16 показывают, что при  $\alpha = 0^\circ$  пленка с наименьшей плотностью имеет практически аморфную структуру, а синусоидальный рисунок подложки практически не воспроизводится на поверхности самой пленки. С увеличением плотности образцов даже при нулевом угле осаждения начинает формироваться ярко выраженная столбчатая структура. Следует отметить, что поверхность пленки высокой плотности сохраняет волнообразную структуру подложки. При угловом осаждении частиц наклоненные в сторону их источника столбики начинают расти на подложке из-за механизма «затенения» [270]. «Наветренные» стороны волнистой подложки действуют как зародыши, и в зависимости от угла осаждения и параметров диффузии столбики, образующиеся на этих зародышах, либо вырастают на всю толщину пленки, либо из-за случайного характера процесса осаждения частично или полностью теряют исходную структуру, заданную топологией поверхности подложки. Следует отметить, что эти изображения смоделированных пленок очень похожи на изображения ПЭМ, полученные для реальных металлических пленок, осажденных наклонно на подложки с волнистой поверхностью (например, [297]).

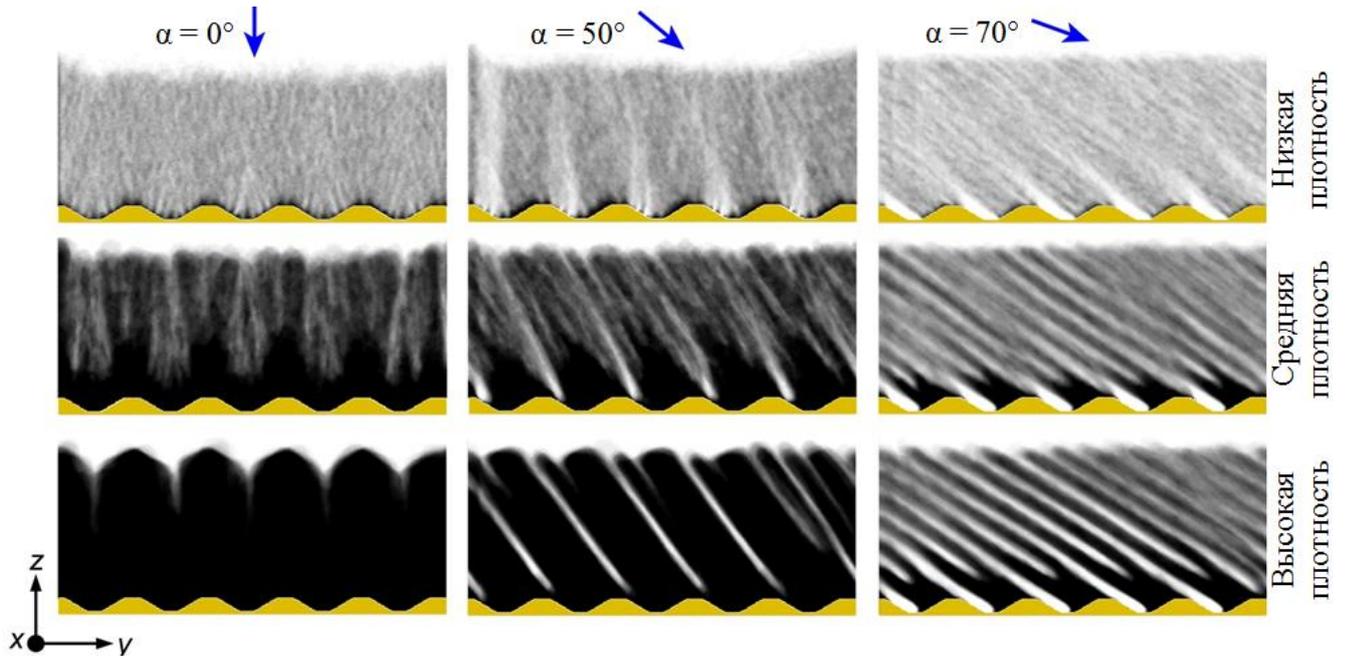


Рисунок 6.16 – Псевдо-ПЭМ изображения поперечного сечения уз тонкопленочных структур, полученных с помощью трехмерного моделирования процесса роста пленок на нанотекстурированных подложках. Пленки низкой, средней и высокой плотности получены для трех значений угла осаждения частиц  $\alpha = 0^\circ$ ,  $50^\circ$  и  $70^\circ$

На рисунке 6.17 (верхний ряд) показан вид сверху фрагментов пленок средней плотности, осажденных при углах  $\alpha = 0^\circ$ ,  $50^\circ$  и  $70^\circ$ . Для исследования микроструктуры этих пленок было выполнено двумерное (в плоскости  $xu$ ) быстрое преобразование Фурье (2D-БПФ). Амплитудные спектры 2D-БПФ, полученные для слоя  $xu$  на высоте  $z = 30 \Delta$  (рисунок 6.17, средний ряд), демонстрируют слабо выраженные диффузные кольца. При этом максимальная амплитуда в спектрах наблюдается на той же пространственной частоте, что и у подложки без пленки. Это легко заметить из сравнения полученных для пленок спектров (на высоте  $z = 30 \Delta$ ) со спектром, рассчитанным только для подложки (рисунок 6.17). Это указывает на то, что на относительно небольших расстояниях от поверхности подложки морфология пленок в основном определяется периодической текстурой подложки для всех углов осаждения.

Однако с увеличением расстояния от подложек амплитудные спектры БПФ меняются. На изображениях рисунка 6.17 (нижний ряд), полученных усреднением спектров  $xu$ -слоев в диапазоне значений  $z$  от 70 до 120  $\Delta$ , наблюдаются отчетливые кольца, при этом сигнал от подложки становится менее выраженным. Для угла осаждения  $\alpha = 0^\circ$  кольцо практически однородно, что указывает на случайное распределение столбцов в плоскости  $xu$ , в то время как ширина этого кольца отражает степень беспорядка в этом

распределении. С ростом угла осаждения кольца в спектрах БПФ становятся все более неоднородными, а их форма трансформируется с круглой на эллипсоидальную. Это указывает на то, что столбцы становятся квазиупорядоченными вдоль выделенного направления, совпадающим с осью  $x$  (параллельно волнам подложки). Однако длина волны этой квазипериодической структуры, вычисленная из значения преобладающей в спектре пространственной частоты, значительно короче, чем длина волны текстуры подложки  $\lambda = 50 \Delta$ . Например, для  $\alpha = 50^\circ$  доминирующая длина волны составляет  $\approx 17 \Delta$ , а для  $\alpha = 70^\circ$  составляет  $\approx 26 \Delta$  ( $\approx \lambda/2$ ), что означает, что на каждом «наветренном» склоне волнообразной текстуры подложки вдоль оси  $y$  одновременно растут несколько столбцов. По-видимому, такая неоднородная микроструктура с выделенным направлением вдоль оси  $x$  должна приводить к формированию в пленках магнитной анизотропии, обусловленной анизотропией формы отдельных наностолбцов.

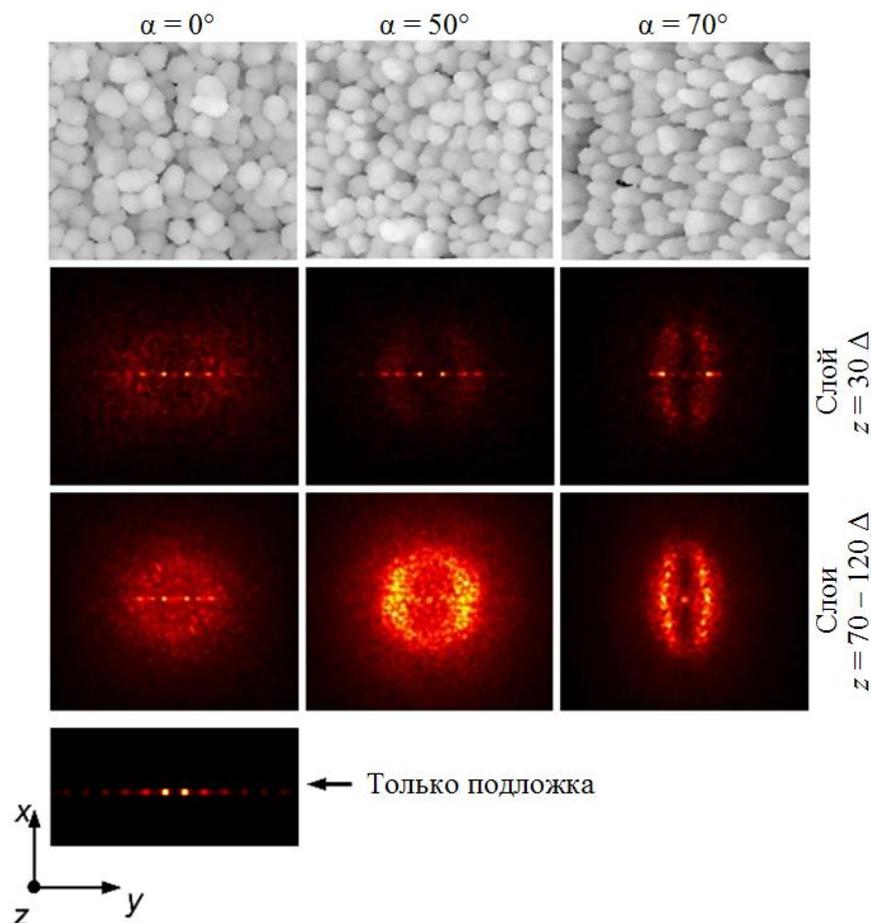


Рисунок 6.17 – Вид сверху пленок средней плотности, смоделированных для углов осаждения  $\alpha = 0^\circ$ ,  $50^\circ$  и  $70^\circ$  (верхний ряд). Ниже приведены амплитудные спектры 2D-БПФ, рассчитанные для слоя  $xy$  на высоте  $z = 30 \Delta$  (средний ряд), а также полученные путем усреднения спектров для слоев  $xy$  с  $z = 70 - 120 \Delta$  (нижний ряд). Для сопоставления внизу также показан амплитудный спектр от подложки

### 6.3.3 Влияние параметров наклонного осаждения и текстуры подложек на формирование магнитных свойств тонких пленок

С помощью предложенного Беледжиа и Де Графом метода расчета компонент тензора размагничивающих факторов (раздел 6.2.3) и выражения (6.16) была рассчитана зависимость величины поля одноосной магнитной анизотропии  $H_k$  от угла осаждения  $\alpha$  для трех типов пленок различной плотности. Полученные результаты показаны на рисунке 6.18, где положительные значения  $H_k$  соответствуют направлению ОЛН вдоль оси  $x$  (перпендикулярно плоскости осаждения), а отрицательные – направлению ОЛН вдоль оси  $y$ .

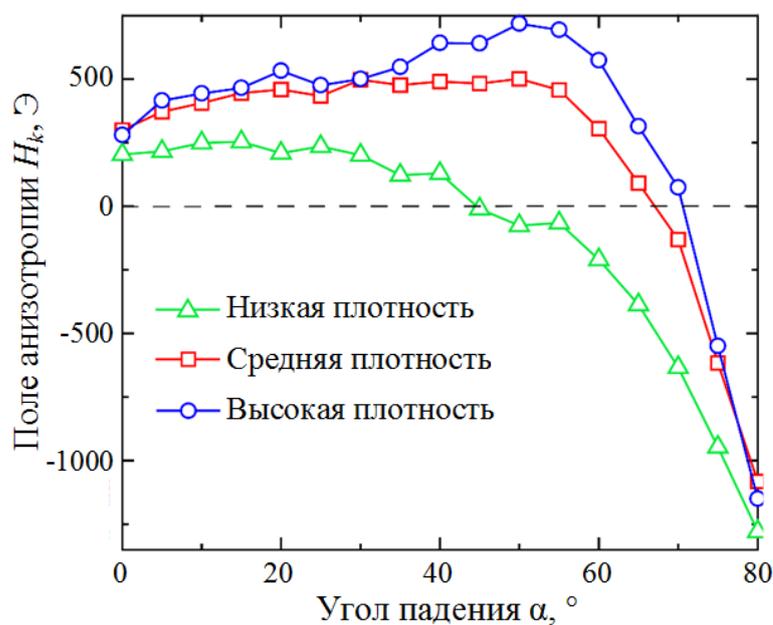


Рисунок 6.18 – Зависимости величины поля магнитной анизотропии  $H_k$  от угла осаждения  $\alpha$  для полученных моделированием пленок различной плотности. Положительные значения  $H_k$  соответствуют направлению ОЛН, перпендикулярному плоскости осаждения (ось  $x$ ), а отрицательные – направлению ОЛН вдоль оси  $y$

Видно, что с ростом угла осаждения магнитная анизотропия сначала увеличивается до максимального положительного значения, а затем резко уменьшается и при некотором критическом угле  $\alpha_{cr}$  ось легкого намагничивания меняет свое направление на  $90^\circ$ . Затем анизотропия снова возрастает, достигая очень больших значений около 1.2 кЭ. С увеличением плотности пленок растет максимальное положительное значение  $H_k$ , а критический угол  $\alpha_{cr}$  переориентации ОЛН смещается в сторону более высоких значений угла  $\alpha$ . Однако для нижнего и верхнего пределов изучаемого диапазона углов, т. е. для  $\alpha = 0^\circ$  и

80°, все три типа пленок имеют близкие значения величины поля анизотропии. Важно отметить, что результаты, представленные на рисунке 6.18, хорошо согласуются с экспериментальными значениями магнитной анизотропии наклонно осажденных тонких пленок [167, 270, 300].

Наблюдаемое на рисунке 6.18 поведение зависимости  $H_k(\alpha)$  имеет очень схожий характер с представленной на рисунке 6.14 зависимостью поля анизотропии от угла осаждения частиц на подложку без текстуры и, как было отмечено в разделе 6.2.4, такое поведение обусловлено двумя процессами, сопровождающими рост пленки: слиянием (агрегацией) столбцов и уменьшением ее плотности. При этом текстура на поверхности подложки приводит к усилению эффекта «затенения» и тем самым способствует более выраженному анизотропному росту столбцов, в результате чего сильно возрастает и величина поля магнитной анизотропии.

В отличие от плоской подложка с периодической текстурой приводит к ненулевой магнитной анизотропии даже при нормальном осаждении частиц с  $\alpha = 0^\circ$  [167]. Для тонкой сплошной пленки, имеющей с двух сторон (на обеих ее поверхностях) синусоидальный профиль эту магнитную анизотропию можно оценить с помощью формулы Шлеманна [261]:  $H_k = 4\pi M_s \pi a^2 / \lambda d$ , где  $d$  – толщина пленки. Для параметров наших образцов эта формула дает значение 145 Э, что несколько меньше  $H_k$  смоделированных для угла осаждения  $\alpha = 0^\circ$  пленок, которое составляет около 250 Э. Это различие связано с формированием столбчатой микроструктуры моделируемых пленок, которые только частично и в основном на начальных стадиях роста повторяют синусоидальную текстуру подложки.

Основные выводы о природе магнитной анизотропии пленок, наклонно осажденных на нанотекстурированные подложки, также подтверждаются результатами микромагнитного моделирования. В качестве примера на рисунке 6.19 для двух значений  $\alpha = 50^\circ$  и  $80^\circ$  показаны петли гистерезиса, полученные с помощью микромагнитного моделирования статических свойств пленок средней плотности. На этом рисунке показаны кривые перемагничивания вдоль оси  $y$  (квадратные символы) и вдоль оси  $x$  (кружки). Следует отметить, что для удобства их сравнения между собой петли были нормированы на величину  $M_s p_0$ . При  $\alpha = 50^\circ$  у кривой перемагничивания вдоль оси  $y$  практически отсутствует гистерезис, что характерно для процессов перемагничивания вдоль трудной оси однородно намагниченных одноосных ферромагнетиков. В то время как петля вдоль

оси  $x$  характеризуется довольно большой коэрцитивной силой  $H_c = 105$  Э, хотя эта величина примерно в пять раз меньше вычисленного значения поля анизотропии на рисунке 6.18. Форма петель гистерезиса существенно меняется у пленки, полученной при более высоком угле осаждения  $\alpha = 80^\circ$ . Следует отметить, что для обоих направлений перемагничивания коэрцитивная сила почти одинакова (рисунок 6.19).

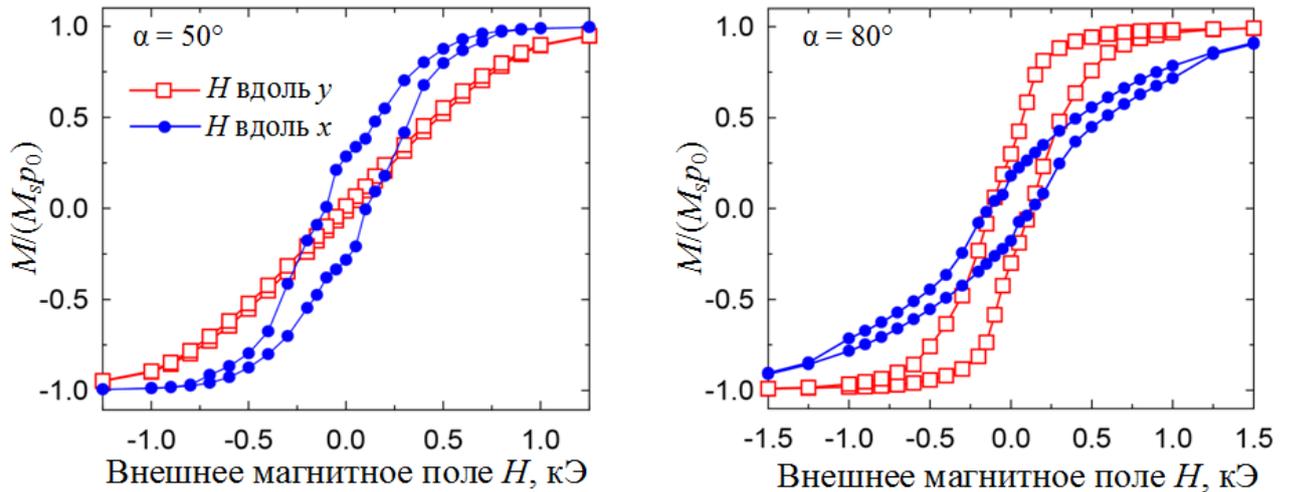


Рисунок 6.19 – Петли гистерезиса, полученные с помощью микромагнитного моделирования свойств пленок средней плотности, осажденных под углами  $\alpha = 50^\circ$  и  $80^\circ$

Одноосный характер индуцированной магнитной анизотропии в пленках подтверждаются угловыми зависимостями коэрцитивной силы  $H_c$  от направления поля перемагничивания  $\varphi_H$ . На рисунке 6.20 для осажденной под углом  $\alpha = 50^\circ$  пленки средней плотности квадратными маркерами в полярной системе координат построена зависимость  $H_c(\varphi_H)$ , полученная из результатов микромагнитного моделирования петель гистерезиса. Для сравнения на этом рисунке также построена зависимость  $H_c(\varphi_H)$  (штриховая линия), рассчитанная на основе модели Стонерта – Вольфарта [301] для однодоменной тонкой магнитной пленки с полем одноосной магнитной анизотропии, равным 105 Э. Видно, что оба полярных графика  $H_c(\varphi_H)$  в целом неплохо согласуются друг с другом, что подтверждает выводы об одноосном характере индуцированной магнитной анизотропии в наклонно осажденных пленках.

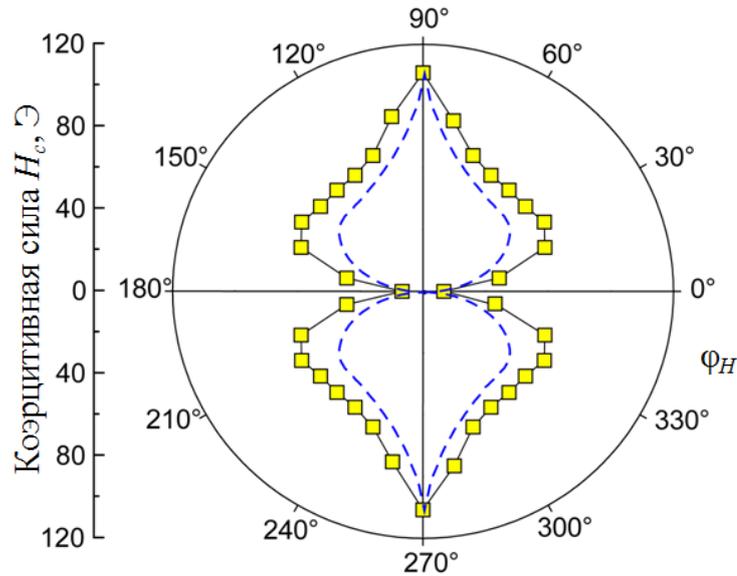


Рисунок 6.20 – Полярный график зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  от направления  $\varphi_H$  приложенного в плоскости поля  $H$ . Маркеры – результаты микромагнитного моделирования для пленки средней плотности, осажденной при  $\alpha = 50^\circ$ . Штриховая линия – результаты, полученные с помощью модели Стонера – Вольфарта для однодоменной пленки с полем одноосной магнитной анизотропии 105 Э

Однако полученные с помощью микромагнитного моделирования петли гистерезиса сильно отличаются от петель идеализированной (модельной) однородно намагниченной одноосной тонкой пленки. В случае идеализированной пленки кривая перемагничивания вдоль легкой оси представляет собой прямоугольник с  $H_c = H_k$ , а вдоль трудной оси она имеет вид наклоненной прямой в диапазоне полей перемагничивания от  $-H_k$  до  $H_k$ . В то время как у наклонно осажденных на нанотекстурированные подложки пленок эти кривые перемагничивания выглядят иначе (рисунок 6.19). Такое различие связано с формированием в исследуемых образцах пленок неоднородной микрокристаллической структуры и, как следствие, неоднородной магнитной микроструктуры. На рисунке 6.21 для двух углов осаждения  $\alpha = 50^\circ$  и  $70^\circ$  показаны характерные изображения равновесного распределения намагниченности в пленках средней плотности, полученные с помощью микромагнитного моделирования. Для угла  $\alpha = 50^\circ$  распределение намагниченности в слое  $xu$  с  $z = 56 \Delta$  пленки представлено для трех различных значений внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного вдоль оси  $y$ . Следует отметить, что цвет на этих изображениях соответствует проекции намагниченности на ось  $y$ . Обменное взаимодействие между частицами приводит к выстраиванию магнитных моментов вдоль одного направления в каждом отдельном столбце, но в нулевом поле из-за магнитоэстатического взаимо-

действия распределение намагниченности отдельных столбцов становится разнонаправленным (рисунок 6.21,  $\alpha = 50^\circ$ ,  $H = 0$ ). Перемагничивание происходит за счет некогерентного вращения магнитных моментов в отдельных областях пленки по направлению к оси  $y$ .

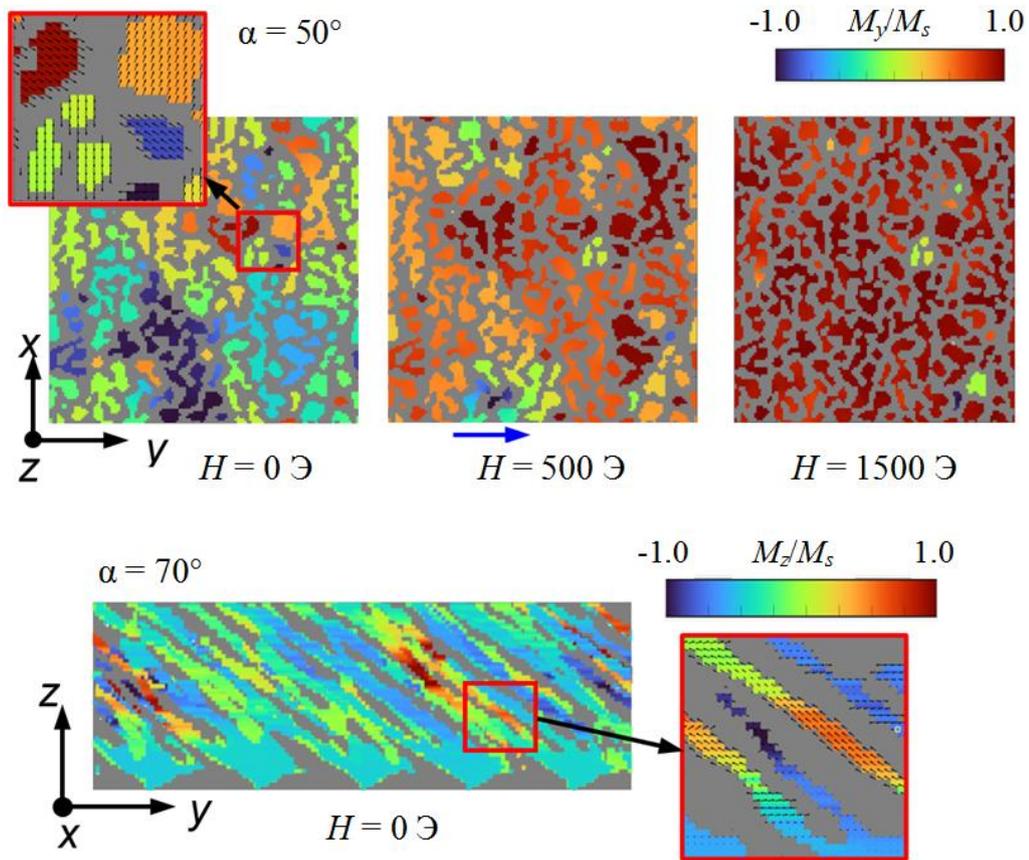


Рисунок 6.21 – Магнитная микроструктура пленок средней плотности для  $\alpha = 50^\circ$  и  $70^\circ$ , полученная с помощью микромагнитного моделирования

Осаждение при скользящих углах  $\alpha > \alpha_{cr}$  приводит к очень пористым пленкам, состоящим из конгломератов слабо связанных наклоненных столбцов. Из общих соображений понятно, что для таких пленок в отсутствии внешнего поля предпочтительным становится разнонаправленное выстраивание магнитных моментов в соседних столбцах. Такое расположение магнитных моментов создает замкнутую конфигурацию магнитного потока и тем самым минимизирует магнитостатическую энергию, связанную с формированием «магнитных зарядов» на противоположных поверхностях пленки. Частично это подтверждается результатами микромагнитного моделирования процесса перемагничивания пленки, осажденной при  $\alpha = 70^\circ$  (рисунок 6.21). На рисунке для  $H = 0$  Э показано распределение магнитных моментов для нескольких наложенных друг на друга слоев уз.

Цвет на этом изображении соответствует проекции намагниченности на ось  $z$ . Как можно видеть, магнитные моменты в отдельных столбцах действительно имеют тенденцию ориентироваться вдоль их вытянутой оси. Однако из-за случайного характера распределения размера, формы и наклона столбцов общая магнитная микроструктура пленок становится довольно сложной.

## 6.4 Выводы

Поиск эффективных методов целенаправленного синтеза тонких пленок с заданными свойствами – быстроразвивающаяся область исследований, привлекающая традиционно повышенное внимание практически всех ведущих материаловедческих лабораторий мира. Среди различных решений в этой области метод осаждения тонкой магнитной пленки на подложку с искусственно сформированной текстурой и метод наклонного осаждения могут найти самое широкое распространение на практике. Однако для реализации и отладки таких технологических методов на практике большое значение имеет глубокое понимание связи между сформированной структурой и магнитным поведением тонких пленок. Решению этого вопроса и посвящена данная глава.

В частности, в данной главе рассмотрены возможности предложенного достаточно простого и недорогого метода изготовления пленок большой площади с периодически модулированным профилем за счет нанесения алмазным резцом параллельных рисок на поверхность подложки. Для апробации предложенного метода были изготовлены и исследованы тонкие магнитные пленки толщиной 110 нм, которые были получены осаждением пермаллоя  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  на подложки с периодическими параллельными рисками (канавками) на ее поверхности. Такая периодическая текстура с периодом в диапазоне от 5 до 20 мкм создавалась на поверхности подложек алмазным резцом с помощью специально разработанного автоматического координатографа. Исследования показали сильную зависимость магнитной анизотропии, магнитной проницаемости, а также резонансной частоты и ширины линии естественного ФМР пленок от периода текстуры подложки  $l$ . В частности, было установлено, что с уменьшением периода  $l$  поле магнитной анизотропии  $H_k$ , связанное с текстурой поверхности подложки, растет как  $\sim 1/l$ , а частота естественного ФМР растет пропорционально  $\sqrt{H_k}$ . Также было обнаружено снижение ширины линии естественного ФМР пленок с уменьшением периода текстуры  $l$ .

Было показано, что рост эффективного внутреннего магнитного поля с уменьшением  $l$  приводит к подавлению неоднородной магнитной структуры, возникающей в поликристаллических пленках из-за случайного распределения ОЛН кристаллитов и, как следствие, к снижению уровня затухания колебаний намагниченности. Рассмотренная в работе теоретическая модель пленки с периодическими выступами на поверхности и на интерфейсе пленка/подложка, а также полученные в рамках теории Нетзельмана формулы для расчета планарного и ортогонального поля магнитной анизотропии таких структур, позволили объяснить наблюдаемые в эксперименте закономерности.

Также в этой главе с помощью нескольких взаимодополняющих численных методов достаточно подробно изучены процессы формирования микрокристаллической структуры и магнитных свойств наклонно осажденных тонких пленок. Для этого на основе модели баллистического осаждения и метода Монте-Карло для имитации диффузионно-ограниченного процесса агрегации атомов разработана программа для ЭВМ «FilmGrowthSim», которая позволяет моделировать процесс роста наклонно осажденных тонких пленок и изучать их морфологию и текстуру. Использование метода расчета усредненных по объему неоднородного ферромагнетика компонент тензора размагничивающих факторов, предложенного Беледжиа и Де Графом, позволило реализовать новый способ определения параметров магнитной анизотропии полученных с помощью программы «FilmGrowthSim» тонкопленочных структур. Теоретическая зависимость величины поля одноосной магнитной анизотропии от угла осаждения для моделируемых образцов показала хорошее согласие с экспериментом.

С помощью разработанных численных методов дополнительно было исследовано влияние нанотекстуры подложки на микроструктурные и магнитные свойства наклонно осажденных пленок. Было установлено, что текстура с синусоидальным профилем и пространственным периодом 25 нм при определенных параметрах осаждения не только способствует зародышеобразованию и формированию сложной столбчатой микроструктуры, но и приводит к резкому росту величины поля магнитной анизотропии. Микромагнитное моделирование подтвердило одноосный характер магнитной анизотропии, вызванной размагничивающими полями структурно модулированных образцов, а также показало, что перемагничивание происходит посредством некогерентного вращения магнитных моментов.

## **ГЛАВА 7. РАЗРАБОТКА И ОПТИМИЗАЦИЯ МАГНИТОМЕТРА СЛАБЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ МИКРОПОЛОСКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКОЙ**

Одно из наиболее перспективных направлений в развитии методов и средств высокочувствительной магнитометрии – это интеграция широко распространенных на практике СВЧ-устройств с тонкими магнитными пленками. Такой подход позволяет разрабатывать высокочувствительные магнитные преобразователи (датчики) и магнитометры на их основе, обладающие не только миниатюрностью и заданными характеристиками, но и высокой технологичностью в производстве. В данной главе рассмотрены вопросы оптимизации параметров новой конструкции магнитометра слабых магнитных полей, построенной на основе резонансной микрополосковой структуры с нанокристаллическими тонкими магнитными пленками. Отличительной особенностью такого магнитометра являются относительная простота конструкции, небольшая масса и размер, малое энергопотребление, надежность, высокая чувствительность, широкий динамический и частотный диапазон измеряемых магнитных полей.

После небольшого введения, обосновывающего актуальность и значимость разработки, дано описание предложенной и запатентованной конструкции микрополоскового преобразователя с нанокристаллической тонкой магнитной пленкой. Приведена его схема, рассмотрен принцип действия и указаны основные характеристики. Далее представлены результаты исследований, направленных на оптимизацию параметров нанокристаллических пленок, используемых в качестве магниточувствительных элементов датчиков слабых магнитных полей. В частности, рассмотрено влияние неоднородного распределения магнитных параметров по поверхности тонких пленок на уровень их магнитных шумов. С помощью микромагнитного моделирования исследована природа формирования доменной страйп-структуры и влияние ее на процессы перемагничивания, а также коэффициент преобразования в тонких пермалловых пленках. Численным моделированием изучена возможность улучшения характеристик датчика слабых магнитных полей за счет использования в них многослойных нанокристаллических тонких магнитных пленок. В заключительной части главы дано описание оптимизированной конструкции магнитометра слабых квазистационарных и высокочастотных полей и приведены его основные характеристики.

Материалы данной главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора (приложение А): А6, А7, А12, А13, А15, А16, А20, А25, А30, А44, А45, А49, А50.

## 7.1 Введение

Высокочувствительные магнитометры слабых квазистационарных магнитных полей необходимы для решения многих научно-технических задач, но в первую очередь – задач геомагнитометрии, связанных как с изучением геологического строения Земли и поиском полезных ископаемых [302–304], так и с археологическими исследованиями [305]. Датчики слабых магнитных полей применяются в медицине [306, 307], в охранной сигнализации и специальной аппаратуре, используемой в том числе в космических технологиях [308]. Учитывая огромную потребность в таких устройствах, важно, чтобы они не только имели требуемую чувствительность, но и были просты в изготовлении, обладали приемлемыми массогабаритными и энергетическими характеристиками, а также высокой надежностью и относительно малой стоимостью при массовом производстве.

Как известно, СКВИД-магнитометры обладают рекордно высокой чувствительностью  $\sim 10^{-15}$  Тл [309, 310], однако они являются дорогостоящими, энергоемкими и громоздкими устройствами. Для обеспечения в них криогенных температур используется жидкий гелий, поэтому они малоприспособлены для работы в полевых условиях. Перспективными в метрологии магнитных полей являются и другие методы квантовой магнитометрии, опирающиеся на высокую стабильность энергии эталонных переходов между долго живущими состояниями атомов [310, 311]. Эти методы также отличаются рекордно высокими чувствительностями, но приборы на их основе могут с успехом использоваться только при решении сравнительно узкого круга специальных задач.

Широкое распространение получили простые в обращении феррозондовые магнитометры [312, 313], хотя их пороговая чувствительность значительно ниже и достигает величины  $\sim 10^{-12}$  Тл. Важно отметить, что верхняя граница полосы рабочих частот феррозондов, как правило, составляет всего несколько килогерц, но в ряде применений, например, в импульсной электроразведке с искусственным возбуждением среды, магнитометры должны обладать полосой рабочих частот в десятки килогерц. Поэтому разработка и оптимизация новых конструкций широкополосных высокочувствительных магнитометров – важная и актуальная задача. При этом особое внимание исследователи

уделяют векторным магнитометрам, способным регистрировать не только величину, но и направление измеряемого поля.

Сравнительно узкая полоса рабочих частот – как у феррозондовых магнитометров, так и у традиционных магнитометров на тонких магнитных пленках (ТМП) [314, 315] – обусловлена применением в них индукционных чувствительных элементов – датчиков магнитного поля. В индукционных датчиках высокочастотное возбуждение и съем сигнала осуществляются с помощью катушек, намотанных непосредственно на сердечник из магнитомягкого материала или на подложку с осажденной на ней ТМП. Очевидно, что в таких конструкциях обмотки катушек экранируют внешние высокочастотные магнитные поля, поэтому существенно понижают верхнюю границу рабочих частот магнитометров. Тонкопленочные датчики в микрополосковом исполнении лишены этих недостатков, а кроме того, они значительно технологичнее в изготовлении [316].

В данной главе представлены результаты комплексных теоретических и экспериментальных исследований нового класса магнитометров слабых магнитных полей, построенных на основе резонансной микрополосковой структуры с тонкими магнитными пленками. Отличительными особенностями таких магнитометров являются относительная простота конструкции, небольшая масса и размер, малое энергопотребление, надежность, высокая чувствительность, широкий динамический и частотный диапазон измеряемых магнитных полей.

## **7.2 Магнитный микрополосковый преобразователь с нанокристаллической тонкой магнитной пленкой**

Основным элементом, определяющим все ключевые характеристики магнитометрических устройств, является первичный магнитный преобразователь или датчик магнитного поля. В предложенной конструкции магнитометра [317–322] магнитный преобразователь построен на основе микрополоскового резонатора с нанокристаллической тонкой магнитной пленкой. В качестве резонатора в конструкции используется нерегулярный четвертьволновой микрополосковый резонатор (МПП), состоящий из двух отрезков полосковых линий передачи, один из которых имеет низкое, а другой – высокое волновое сопротивление. При этом полосковый проводник резонатора длиной  $l_r$  состоит из двух регулярных участков (рисунок 7.1, *a*). Широкий проводник низкоомного отрезка

длиной  $l_1$  изготовлен на подложке с высокой относительной диэлектрической проницаемостью. Один его конец свободен, а другой соединен с узким проводником высокоомного отрезка воздушной несимметричной полосковой линии, замкнутого другим концом проводника на экран.

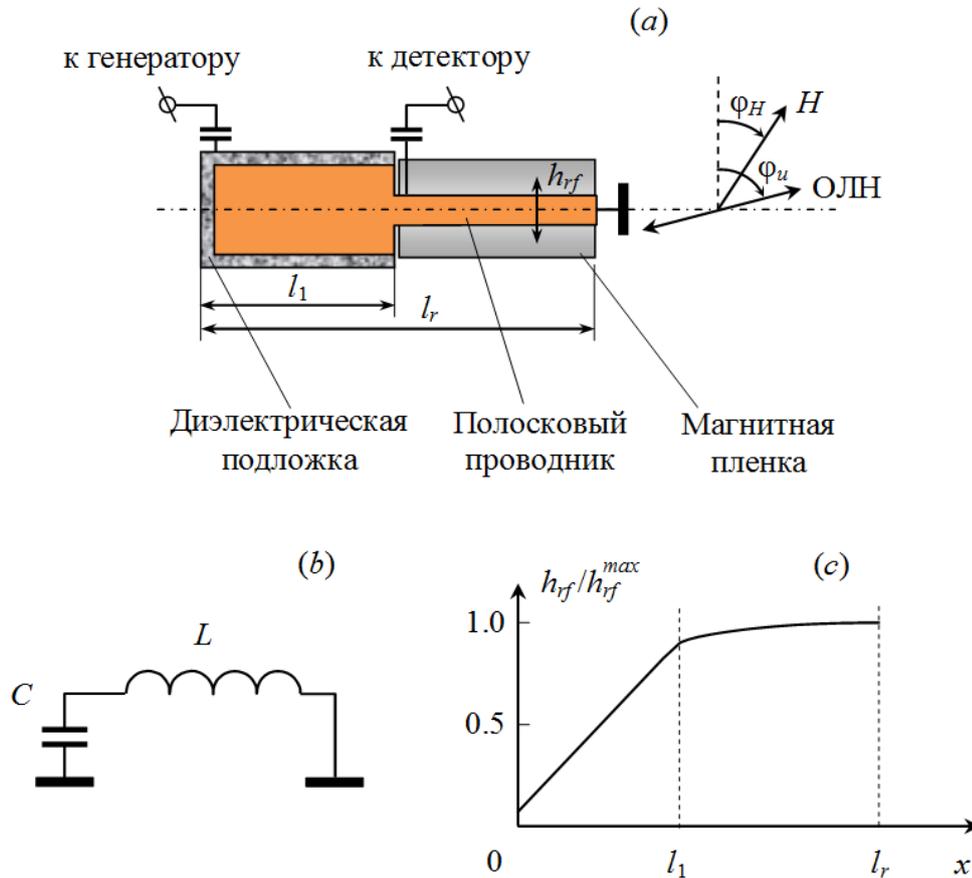


Рисунок 7.1 – Микрополосковый резонатор с тонкой магнитной пленкой – (a), его эквивалентная схема – (b) и распределение амплитуды высокочастотного тока по длине проводника резонатора – (c)

Эквивалентная схема резонатора представляет собой параллельный колебательный контур (рисунок 7.1, b), в котором в качестве емкости использован отрезок линии передачи с низким волновым сопротивлением, а в качестве индуктивности – отрезок с высоким волновым сопротивлением. Магнитная пленка, изготовленная на своей подложке, располагается под узким проводником МПР в месте нахождения пучности сверхвысокочастотного (СВЧ) магнитного поля  $h_{rf}$ , распределение амплитуды которого по длине всего проводника показано на рисунке 7.1 (c).

Как известно, нерегулярные микрополосковые резонаторы широко используются не только в конструкциях полосно-пропускающих фильтров [323], но и в качестве из-

мерительных ячеек для исследования диэлектрических характеристик материалов на СВЧ, например жидких кристаллов [324]. Также они могут служить датчиками слабых квазистационарных или высокочастотных магнитных полей [317]. В этом случае резонатор, содержащий ТМП, подключается посредством емкостной связи к входному и выходному портам (рисунок 7.1, *a*). Точки подключения портов к полосковому проводнику могут выбираться произвольно, так как согласование с подводными высокочастотными линиями передачи входа и выхода осуществляется подбором емкостей связи.

При этом, чем ближе точка подключения любого порта к свободному концу широкого проводника МПР, где находится пучность высокочастотного напряжения, тем меньше оптимальная величина соответствующей емкости связи. К входному порту подключается СВЧ-генератор, работающий на резонансной частоте МПР, а к выходному – СВЧ-детектор, с которого снимается полезный сигнал. Сигнал формируется за счет изменения добротности резонатора при изменении магнитной проницаемости ТМП под действием измеряемого магнитного поля, т. е. так же, как и в традиционных феррозондовых магнитометрах на колебательных контурах с ТМП.

В исследуемом датчике использовалась магнитная пленочная структура, состоящая всего из двух пермаллоевых ТМП толщиной по 0.15 мкм, разделенных слоем монооксида кремния толщиной 0.5 мкм. Для защиты от атмосферы пленочная структура сверху покрывалась также слоем монооксида кремния толщиной 0.5 мкм. Магнитные пленки получались магнетронным распылением мишени состава  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$  на ситалловые подложки размером  $60 \times 48 \text{ мм}^2$  и толщиной 0.5 мм, предварительно покрытые слоем монооксида кремния толщиной 0.5 мкм для сглаживания неровностей поверхности подложки.

Одноосная магнитная анизотропия, характеризующаяся полем  $H_u$ , как правило, небольшой величины, 4–8 Э, наводилась в ТМП постоянным однородным магнитным полем  $\sim 200$  Э, приложенным в плоскости подложки во время напыления. Очевидно, что ось легкого намагничивания (ОЛН) полученной таким образом пленочной структуры располагается в ее плоскости и совпадает по направлению с магнитным полем, прикладываемым во время напыления ТМП. Заметим, что магнитные моменты пленок в отсутствие внешних магнитных полей ориентируются в направлении ОЛН.

В исследуемом датчике отрезок низкоомной линии передачи с длиной проводника 5 мм и шириной 4 мм был изготовлен на подложке толщиной 0.5 мм из термостабильной высокочастотной керамики, имеющей относительную диэлектрическую проницаемость

$\varepsilon = 80$ . Под проводником отрезка воздушной высокоомной линии с шириной полоскового проводника 0.5 мм и длиной 6 мм располагалась магнитная пленка площадью  $\sim 5 \times 4$  мм<sup>2</sup>, при этом резонансная частота полосковой конструкции составила 0.46 ГГц.

Изготовленный датчик исследовался на стенде, в котором с помощью одной пары колец Гельмгольца в плоскости микрополосковой конструкции создавалось синусоидальное пробное (измеряемое) магнитное поле заданной амплитуды и частоты, а с помощью второй пары колец Гельмгольца в плоскости пленки – регулируемое постоянное магнитное поле смещения  $H$ . Поле  $H$  ориентировалось под углом  $\varphi_H$  к направлению поляризации высокочастотного магнитного поля  $h_{rf}$  (рисунок 7.1, а). В ходе экспериментов измерялся коэффициент преобразования  $K$  датчика, определяемый как отношение изменения напряжения на детекторе к величине пробного магнитного поля.

На рисунке 7.2 показано изменение нормированного на максимальную величину коэффициента преобразования датчика  $K/K_{max}$  в зависимости от величины смещающего постоянного магнитного поля  $H$ , нормированного, в свою очередь, на поле одноосной магнитной анизотропии  $H_u$ . Зависимости измерены для  $\varphi_H = 5^\circ$  при ортогональной ориентации ОЛН магнитной пленки относительно направления поляризации высокочастотного магнитного поля МПР, т. е. угол направления ОЛН  $\varphi_u = 90^\circ$ . Развертка постоянного магнитного поля проводилась как в прямом, так и в обратном направлении. Видно, что максимальная величина коэффициента преобразования наблюдается в поле, близком к полю анизотропии, а в области полей  $H < H_u$  хорошо проявляется гистерезис.

Как и следовало ожидать, коэффициент преобразования исследуемого датчика зависит не только от величины подмагничивающего поля  $H$ , но и от его направления  $\varphi_H$ . На рисунке 7.3 представлены угловые зависимости  $K(\varphi_H)/K_{max}$ , построенные при поле  $H = H_u$  для трех значений углов ориентации  $\varphi_u$  оси легкого намагничивания ТМП. Результаты эксперимента нормировались на максимальную величину коэффициента преобразования, измеренную при  $\varphi_u = 90^\circ$ . Видно, что  $K$  изменяет знак в точке  $\varphi_H = 0^\circ$ , при этом зависимости  $K(\varphi_H)$  немонотонны, на них наблюдаются экстремумы вблизи углов  $\varphi_H \approx \pm 2^\circ$ . Кроме того, величины экстремумов сильно зависят от угла ориентации  $\varphi_u$  ОЛН. Одинаковые по модулю значения  $K$  в минимуме и в максимуме наблюдаются только при  $\varphi_u = 90^\circ$ , при этом с увеличением или уменьшением угла  $\varphi_u$  всего на  $5^\circ$  величина одного из экстремумов падает примерно в два раза, а другого незначительно возрастает.

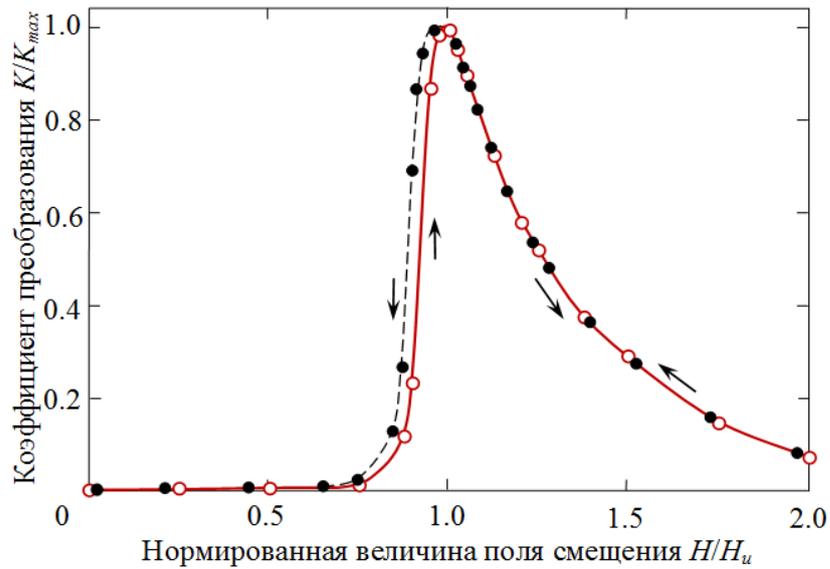


Рисунок 7.2 – Зависимости нормированного на максимальную величину коэффициента преобразования от смещающего магнитного поля, нормированного на поле одноосной магнитной анизотропии. Светлые точки – прямой ход развертки магнитного поля, темные – обратный ход

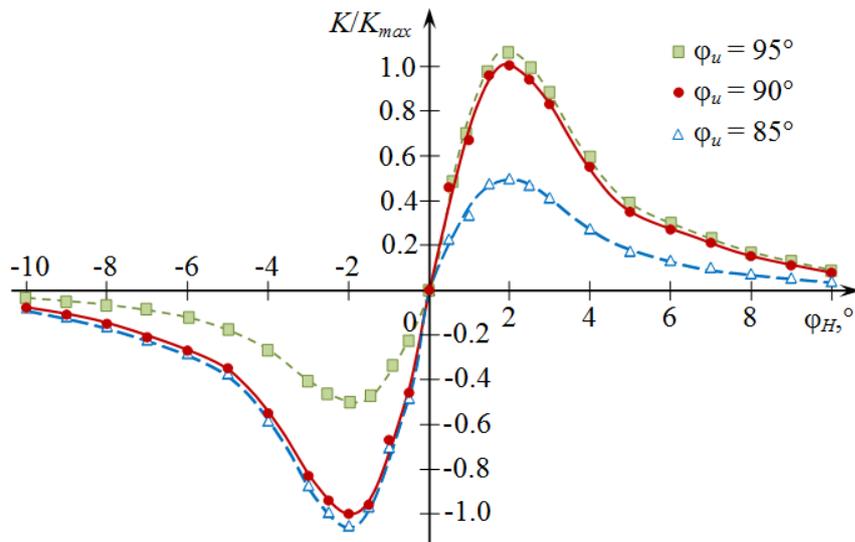


Рисунок 7.3 – Зависимости нормированного коэффициента преобразования микрополоскового датчика от угла направления смещающего магнитного поля для трех углов ориентации  $\varphi_u$  оси легкого намагничивания ТМП относительно направления высокочастотного поля

Важно отметить, что в области гистерезиса при  $H \leq H_u$  (рисунок 7.2) равновесное состояние магнитного момента ТМП нестабильно из-за существующих небольших неоднородностей величины и направления одноосной магнитной анизотропии, наблюдаемых на отдельных участках по всей площади пленки. Нестабильность магнитного

состояния ТМП проявляется на детекторе датчика сравнительно большим уровнем шума, максимум которого имеет место при  $H \approx H_u$ . Однако уровень этого шума очень быстро падает с увеличением поля,  $H > H_u$ , и уже при  $H = 1.2H_u$  магнитные шумы от ТМП практически не регистрируются детектором датчика. Поэтому, несмотря на то что коэффициент преобразования датчика с увеличением подмагничивающего поля уменьшается, целесообразно использовать поле смещения  $H \geq 1.2H_u$ .

На рисунке 7.4 представлена зависимость  $K(\varphi_H)/K_{max}$ , снятая при  $H = 1.2H_u$  для ортогональной ориентации оси легкого намагничивания ТМП по отношению к направлению высокочастотного магнитного поля возбуждения в широком диапазоне  $\varphi_H \approx \pm 90^\circ$ . Важно отметить, что при увеличении подмагничивающего поля  $H$  характер зависимости  $K(\varphi_H)$  для ортогональной ориентации оси легкого намагничивания ТМП и  $h_{rf}$  практически не меняется, однако при этом монотонно увеличивается угол  $\varphi_0$ , характеризующий положение экстремумов. В результате при  $H = 1.2H_u$  максимум  $K$  наблюдается при  $\varphi_0 \approx 5^\circ$ , а минимум – при  $\varphi_H \approx -5^\circ$  ( $-\varphi_0$ ).

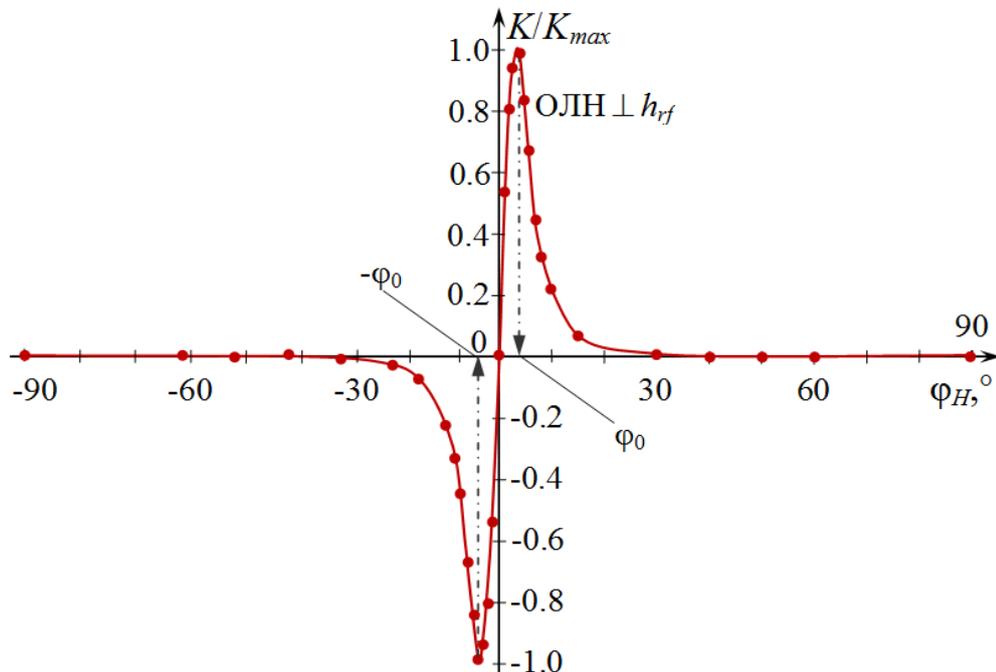


Рисунок 7.4 – Зависимость нормированного коэффициента преобразования микрополоскового резонаторного преобразователя от угла направления смещающего магнитного поля для ортогональной ориентации оси легкого намагничивания ТМП относительно направления высокочастотного поля

На рисунке 7.5 представлены зависимости равновесного угла  $\varphi_M$  ориентации магнитного момента пленки от величины магнитного поля смещения  $H$ , которые объясняют природу существования экстремумов, наблюдаемых на зависимостях  $K(\varphi_H)/K_{max}$  в случае направления ОЛН ортогонально поляризации высокочастотного магнитного поля (рисунок 7.4). Кривые построены на основе численного анализа феноменологической модели ТМП для четырех углов  $\varphi_H$  ориентации поля смещения:  $0^\circ$ ,  $1^\circ$ ,  $5^\circ$  и  $10^\circ$ . В случае, когда пробное (измеряемое) поле направлено вдоль  $H$ , очевидно, что коэффициент преобразования пропорционален производной функции  $\varphi_M(H)$ , вычисленной в точке, соответствующей приложенному подмагничивающему полю. Этот факт и объясняет зависимость коэффициента преобразования датчика от угла ориентации подмагничивающего поля. Действительно, из приведенных кривых хорошо видно, что в области  $H \geq H_u$  при  $\varphi_H = 0^\circ$  коэффициент преобразования равен нулю для любого смещающего поля  $H > H_u$ . Однако для любой фиксированной величины этого поля, например  $H = 1.2H_u$ , показанной на рисунке 7.5 штриховой линией, существует оптимальный угол  $\varphi_H$ , обеспечивающий максимальную производную функции  $\varphi_M(H)$ , а значит, и максимальный коэффициент преобразования датчика.

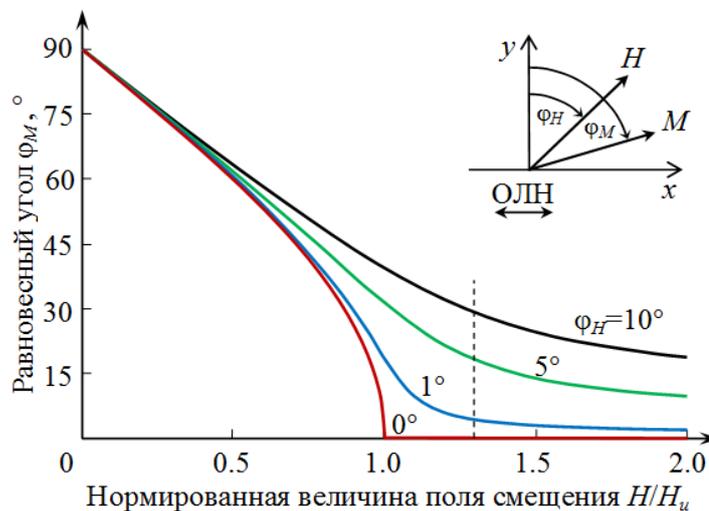


Рисунок 7.5 – Зависимости равновесного угла ориентации магнитного момента ТМП от величины смещающего магнитного поля, построенные для нескольких углов его направления (цифры у кривых)

Важно отметить, что коэффициент преобразования увеличивается примерно в 4 раза, если пробное поле направлено ортогонально полю подмагничивания. При этом максимальная величина этого коэффициента наблюдается, если пробное поле ортого-

нально равновесной ориентации магнитного момента ТМП. В случае параллельного направления пробного поля к равновесному направлению магнитного момента коэффициент преобразования равен нулю. Этот факт подтверждается диаграммой направленности исследуемого микрополоскового датчика (рисунок 7.6), снятой в его плоскости. При этом угол направления пробного поля  $\varphi$  отсчитывался от равновесной ориентации магнитного момента пленки. Видно, что измеренные точки хорошо согласуются с теоретической зависимостью, показанной на рисунке 7.6 сплошной линией и представляющей собой две окружности.

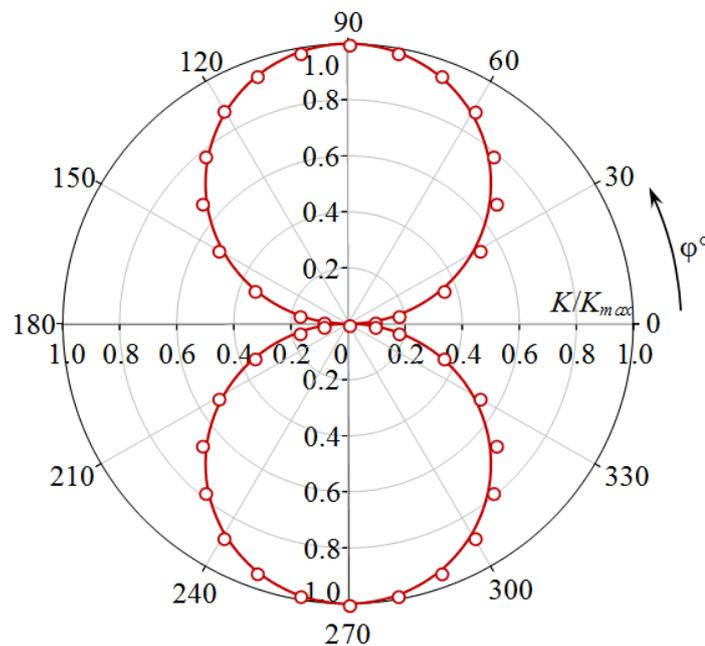


Рисунок 7.6 – Диаграмма направленности микрополоскового датчика слабых магнитных полей (точки – эксперимент, линия – расчет)

### 7.3 Оптимизация параметров нанокристаллической тонкой пленки

Основным элементом предложенной конструкции датчика слабых магнитных полей является тонкая магнитная пленка, от параметров которой зависят предельные характеристики разрабатываемого устройства. Как было отмечено в первой главе, среди различных магнитных материалов нанокристаллические тонкие магнитные пленки обладают уникальным сочетанием магнитных свойств. Из-за сильного обменного взаимодействия между кристаллитами такие материалы обладают высокой магнитной проницаемостью, малыми значениями магнитокристаллографической анизотропии, узкими

линиями ферромагнитного резонанса (глава 4). Поэтому нанокристаллические магнитные тонкие пленки являются наиболее перспективными магнитными средами для их использования в качестве магнитоактивного элемента сверхчувствительных датчиков слабых высокочастотных магнитных полей. В данном разделе приводятся результаты исследований, направленных на оптимизацию ключевых для магнитометрии магнитных характеристик тонких пленок.

### 7.3.1 Влияние магнитных неоднородностей на уровень магнитных шумов пленки

Известно, что основными магнитными параметрами ТМП, определяющими характеристики СВЧ-датчиков, являются высокочастотная магнитная проницаемость, которая зависит от намагниченности насыщения  $M_s$ , поля анизотропии  $H_u$ , и ширины линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H$ . А также однородность этих характеристик по площади пленок и, в первую очередь, величины амплитудной и угловой дисперсии одноосной анизотропии, от которых зависят магнитные шумы пленки. Для оптимизации уровня магнитных шумов были исследованы магнитные неоднородности нанокристаллических пермаллоевых пленок различного состава.

Нанокристаллические магнитные тонкие пленки были получены методом магнетронного распыления мишеней высокой чистоты (99.95 %) различного химического состава:  $\text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}$ ,  $\text{Ni}_{70}\text{Fe}_{30}$ ,  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$ ,  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , и  $\text{Ni}_{85}\text{Fe}_{15}$ . Мишени представляли собой диски диаметром 54 мм и толщиной 2 мм. Из каждой мишени было получено пять образцов (всего 25). Тонкие пленки напылялись на квадратные подложки из кварцевого стекла ( $\text{SiO}_2$ ) размером  $12 \times 12 \times 0.5$  мм<sup>3</sup> с шероховатостью  $\sim 1$  нм. Для исключения возможности формирования больших кристаллитов на начальной стадии роста магнитной пленки, подложки были предварительно покрыты аморфным слоем SiO толщиной 500 нм. Подложки размещались в подложкодержателе с квадратной маской размерами  $10 \times 10$  мм. Расстояние между мишенью и подложкой составляло 170 мм. Плотность мощности на магнетроне поддерживалась постоянной на уровне  $11 \text{ Вт/см}^2$ , что обеспечивало скорость осаждения  $0.25 \text{ нм/с}$ . Базовое давление в камере составляло  $3 \times 10^{-4}$  Па, в то время как давление Ar составляло  $2 \times 10^{-1}$  Па. Толщина каждой тонкой магнитной пленки была около 60 нм. Во время процесса осаждения температура подложки поддерживалась на уровне  $200 \text{ }^\circ\text{C}$ . При этом в плоскости пленки было приложено ориентирующее внешнее

магнитное поле 200 Э. Для всех образцов магнитное поле было направлено параллельно одному краю подложки.

Химический состав полученных пленок был определен с помощью рентгенофлуоресцентного анализа. Он показал, что в среднем состав пленок отличался от состава мишеней менее чем на 1.5 вес. %. С помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) было установлено, что полученные образцы имели нанокристаллическую микроструктуру с размерами кристаллитов около 4–10 нм (рисунок 7.7, *a*). С помощью ПЭМ поперечного сечения пленок была подтверждена низкая шероховатость подложек, а также было установлено, что толщина изготовленных пленок отклоняется от номинальной толщины не более чем на 5 % (рисунок 7.7, *b*). Электронограмма исследуемого участка пленки имеет вид, характерный для поликристаллического образца. При этом наблюдаемые на ней рефлексы соответствуют гранецентрированной кубической пространственной группе  $Fm-3m$  с постоянной решетки 0.35 нм.

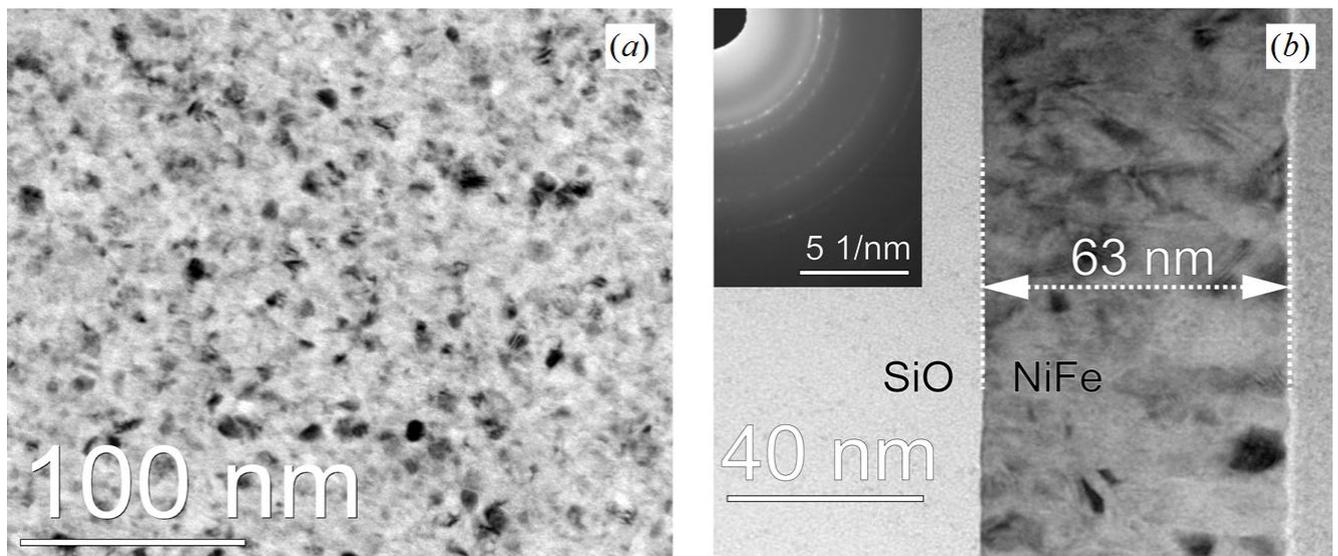


Рисунок 7.7 – ПЭМ-изображение тонкой пленки  $Ni_{70}Fe_{30}$  в плоскости – (*a*). Изображение ПЭМ поперечного сечения пленки и электронограмма исследуемого участка – (*b*)

Исследование магнитных свойств полученных образцов было выполнено с помощью сканирующего спектрометра ФМР (раздел 2.1.1). Измерения проводились с локальных участков пленок размером около 1 мм на частоте 2.3 ГГц. Измерения выполнялись по всей площади образцов с шагом 1 мм. Эффективная намагниченность насыщения  $M_{eff}$ , величина поля планарной одноосной магнитной анизотропии  $H_u$  и направление  $\phi_u$  оси легкого намагничивания определялись из снятых угловых зависимостей

резонансного поля с использованием методики, описанной в разделе 2.2. Следует отметить, что использование метода ФМР позволяет определять не саму намагниченность насыщения  $M_s$  пленок, а лишь ее некоторое эффективное значение  $M_{eff} = M_s - H_{\perp}/4\pi$  (выражение 2.13). Как правило,  $H_{\perp} \ll 4\pi M_s$ , поэтому приближенно можно считать  $M_{eff} \approx M_s$ .

На рисунке 7.8 приведены результаты измерений распределения эффективной намагниченности и поля одноосной анизотропии, полученные для тонких пленок трех различных составов. Видно, что достаточно высокая однородность пространственного распределения магнитных характеристик в центральной части пленки резко нарушается у ее краев. Наиболее интересными особенностями являются заметное уменьшение эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$  и сильное отклонение поля одноосной магнитной анизотропии  $H_u$  на краях пленок. Вблизи краев пленки, которые были параллельны приложенному во время осаждения магнитному полю (параллельно оси  $y$ ), поле анизотропии  $H_u$  примерно на 25 % больше, чем  $H_u$  в центральной части. В то же время  $H_u$  около краев, вдоль оси  $x$  меньше примерно на то же значение. Подробное изучение этих краевых эффектов [196, 198, 325] показало, что их природа в основном связана с неоднородными размагничивающими полями, возникающими на краях образцов конечных размеров. Усредненные значения всех измеренных магнитных параметров и величина их среднеквадратичного отклонения для нанокристаллических пермалловых пленок различного состава представлены в таблице 7.1. Для сравнения в таблице 7.2 представлены те же характеристики, но полученные только для центральных участков образцов размером  $8 \times 8$  мм<sup>2</sup>. Видно, что значения среднеквадратичного отклонения эффективной намагниченности и поля анизотропии, полученные для центральной части пленок, примерно в шесть раз меньше, чем аналогичные значения, полученные для всей площади пленки.

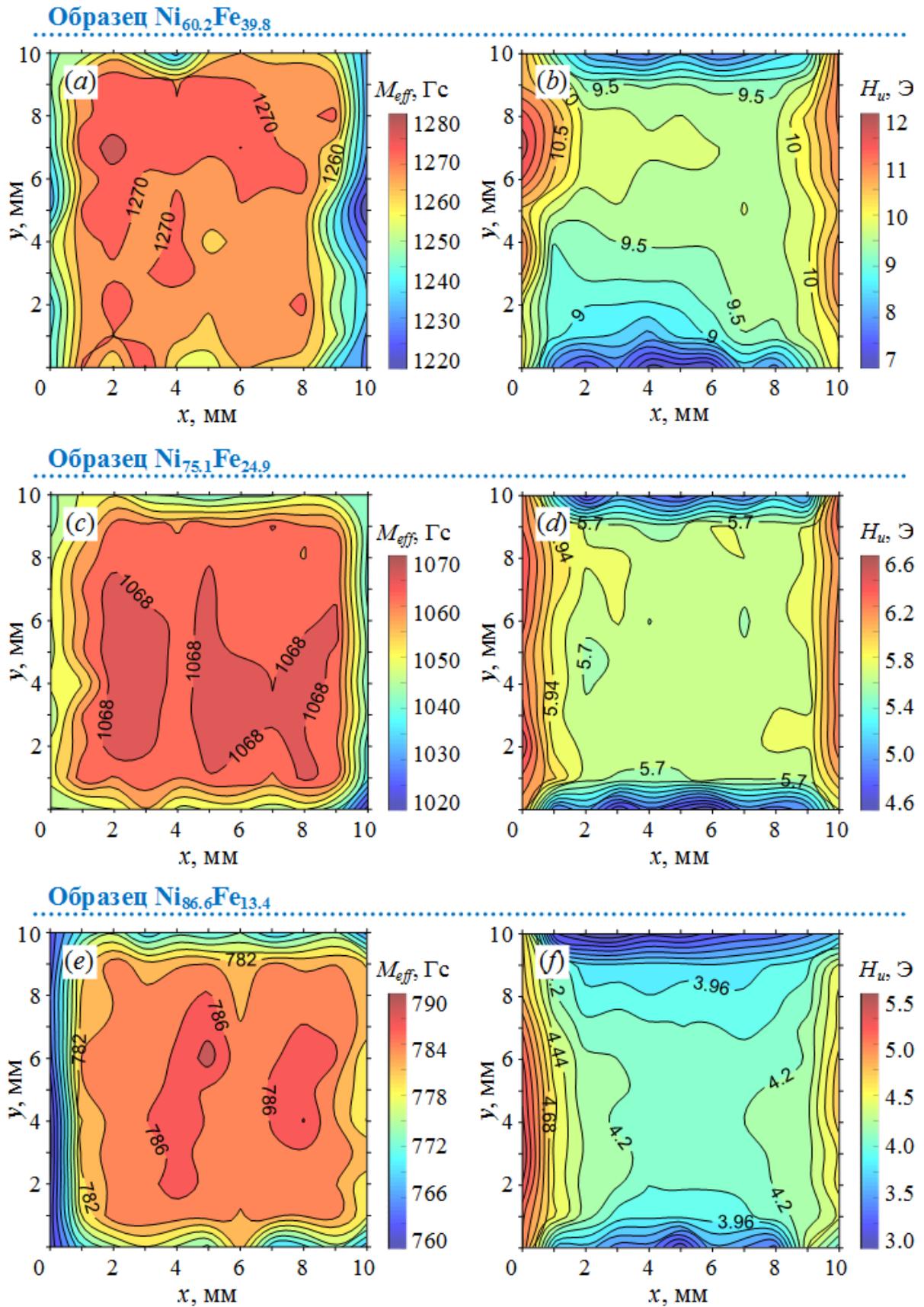


Рисунок 7.8 – Распределение эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$  и поля одноосной магнитной анизотропии  $H_u$  по площади нанокристаллических  $\text{Ni}_{60.2}\text{Fe}_{39.8}$  (a, b),  $\text{Ni}_{75.1}\text{Fe}_{24.9}$  (c, d) и  $\text{Ni}_{86.6}\text{Fe}_{13.4}$  (e, f) тонких пленок

Таблица 7.1 – Средние величины измеренных параметров по всей площади образцов размером  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ , их среднеквадратичные отклонения и оценка уровня магнитных шумов пленок

Состав	Среднее от измеряемой величины			Шум на частоте $f=1 \text{ Гц}$ (пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ )
	Среднеквадратичное отклонение измеренного параметра			
	$M_{eff}$ (Гс)	$H_u$ (Э)	$\varphi_u$ (°)	
Ni <sub>60.2</sub> Fe <sub>39.8</sub>	1261.6	9.59	86.7	39.0
	12.7	0.86	1.59	
Ni <sub>71.1</sub> Fe <sub>28.9</sub>	1119.0	7.70	88.91	30.4
	11.6	0.50	0.91	
Ni <sub>75.1</sub> Fe <sub>24.9</sub>	1060.6	5.77	88.78	29.4
	9.7	0.43	1.22	
Ni <sub>81.5</sub> Fe <sub>18.5</sub>	925.6	4.17	89.47	27.3
	4.6	0.33	1.01	
Ni <sub>86.6</sub> Fe <sub>13.4</sub>	781.3	4.17	90.1	33.7
	6.4	0.45	1.65	

Таблица 7.2 – Средние величины измеренных параметров центральной части образцов размером  $8 \times 8 \text{ мм}^2$ , их среднеквадратичные отклонения и оценка уровня магнитных шумов пленок

Состав	Среднее от измеряемой величины			Шум на частоте $f=1 \text{ Гц}$ (пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ )
	Среднеквадратичное отклонение измеренного параметра			
	$M_{eff}$ (Гс)	$H_u$ (Э)	$\varphi_u$ (°)	
Ni <sub>60.2</sub> Fe <sub>39.8</sub>	1269.8	9.59	86.7	24.8
	2.7	0.23	0.71	
Ni <sub>71.1</sub> Fe <sub>28.9</sub>	1127.6	7.84	88.63	15.7
	1.6	0.09	0.41	
Ni <sub>75.1</sub> Fe <sub>24.9</sub>	1068.1	5.77	88.71	11.9
	1.9	0.04	0.50	
Ni <sub>81.5</sub> Fe <sub>18.5</sub>	929.3	4.21	89.36	12.6
	1.0	0.04	0.64	
Ni <sub>86.6</sub> Fe <sub>13.4</sub>	785.6	4.14	90.0	18.3
	1.1	0.08	0.62	

Рост дисперсии магнитной анизотропии, намагниченности насыщения и других магнитных характеристик существенно снижает магнитную восприимчивость пленки и увеличивает ее магнитные шумы. Установлено [196, 326], что магнитный шум, обусловленный пространственной неоднородностью магнитных характеристик тонкой магнитной пленки, является ключевым фактором, ограничивающим чувствительность датчика магнитного поля на ее основе. Для оценки собственных магнитных шумов нанокристаллических ТМП можно воспользоваться флуктуационно-диссипационной теоремой [327, 328], согласно которой спектральная плотность терромагнитных флуктуаций выражается через магнитную восприимчивость  $\chi = \chi' - i\chi''$  (1.3) как [329, 330]

$$\langle H_{film}^2 \rangle = \frac{k_b T}{\pi \omega V} \frac{\chi''(\omega, H)}{|\chi(\omega, H)|^2} \approx \frac{k_b T}{2\pi \omega V} \cdot \frac{\Delta H}{M_s}, \quad (7.1)$$

где  $k_b = 1.38 \times 10^{-16}$  эрг/К – постоянная Больцмана,  $T \approx 300$  К – температура окружающей среды,  $V$  – объем пленки.

Как было показано в четвертой главе, ширина линии ФМР  $\Delta H$  нанокристаллических тонких пленок определяется не только собственными процессами релаксации с  $\Delta H_0 = 2\alpha\omega/\gamma$ , но и двухмагнонными процессами рассеяния спиновых волн на неоднородностях – вкладом  $\Delta H^{(2m)}$ . Кроме того, неоднородное распределение величины и направления поля одноосной магнитной анизотропии по площади пленки приводит к дополнительному уширению линии ФМР. Если через  $\Delta H^{(\delta H_u)}$  и  $\Delta H^{(\delta \varphi_u)}$  обозначить вклады в ширину линии ФМР, обусловленные соответственно амплитудной и угловой дисперсией одноосной анизотропии, тогда входящая в (7.1) величина  $\Delta H$  может быть представлена в виде суммы четырех слагаемых:

$$\Delta H = \Delta H_0 + \Delta H^{(2m)} + \Delta H^{(\delta H_u)} + \Delta H^{(\delta \varphi_u)}. \quad (7.2)$$

С учетом последнего выражения спектральная плотность магнитных шумов тонкой пленки, будет определяться как

$$\langle H_{film}^2 \rangle = \langle H_{film}^2 \rangle_0 + \langle H_{film}^2 \rangle^{(2m)} + \langle H_{film}^2 \rangle^{(\delta)}. \quad (7.3)$$

В выражении (7.3) первый частотно-независимый член в правой части

$$\langle H_{film}^2 \rangle_0 = \frac{k_b T}{\pi V} \frac{\alpha}{\gamma M_s}, \quad (7.4)$$

определяет магнитный шум, обусловленный собственными процессами релаксации. Приведем оценку уровня магнитных шумов  $\sqrt{\langle H_{film}^2 \rangle_0}$ . Характерные значения параметра затухания  $\alpha$  в нанокристаллических пермалловых ТМП (раздел 4.2) составляют порядка 0.005–0.01. Намагниченность насыщения  $M_s \approx 10^3$  Гс, объем пленки толщиной 60 нм  $V \approx 0.6 \times 10^{-5}$  см<sup>3</sup>. Тогда во всем частотном диапазоне амплитуда магнитного шума составляет  $\approx 6$ –9 фТл/ $\sqrt{\Gamma}$ ц. Если же увеличить толщину пленки до 500 нм, то уровень ее шума снизится до  $\approx 2$ –3 фТл/ $\sqrt{\Gamma}$ ц, что становится сопоставимым с чувствительностью СКВИД-магнитометров. Полученным уровнем магнитных шумов, обусловленных собственными процессами релаксации пленок, можно пренебречь в выражении (7.3).

Второй член  $\langle H_{film}^2 \rangle^{(2m)}$  в правой части выражения (7.3) определяет спектральную плотность магнитных шумов ТМП, связанных с двухмагнонными процессами рассеяния спиновых волн на неоднородностях. Как было показано в четвертой главе, в случае нанокристаллических пленок с небольшим размером кристаллитов, не превышающим некоторый критический размер порядка длины обмена  $L_{ex} = \sqrt{2A/M_s^2}$ , где  $A$  – константа обмена, зависимость уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  от величины внутреннего магнитного поля хорошо описывается выражением (4.6). При намагничивании вдоль оси трудного намагничивания пленки внутреннее магнитное поле будет равно  $H - H_u$ , а

$$\langle H_{film}^2 \rangle^{(2m)} \approx \frac{1}{f} \frac{k_b T}{(2\pi)^2 V} \cdot \frac{\Gamma}{M_s} \arcsin \sqrt{\frac{H - H_u}{4\pi M_s}}, \quad (7.5)$$

где  $\Gamma$  – частотно-независимая постоянная, зависящая от длины обмена  $L_{ex}$ , размера кристаллитов, величины локальной одноосной анизотропии, а для магнитострикционных составов – и от величины локальных напряжений. Исследования показали (глава 4), что для нанокристаллических пермалловых (Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>) пленок с размером кристаллитов менее 10 нм величина  $\Gamma$  составляет порядка 1 Э. В этом случае для  $H = 1.2H_u$  формула (7.5) дает значение уровня магнитного шума порядка 5 пТл/ $\sqrt{\Gamma}$ ц. А увеличение  $\Gamma$  на порядок с ростом размера кристаллитов приводит увеличению магнитного шума более чем в 3 раза.

Последний член  $\langle H_{film}^2 \rangle^{(\delta)}$  в выражении (7.3) описывает спектральную плотность магнитных шумов тонкой пленки, вызванных магнитными неоднородностями по площади ТМП. В рамках модели независимых областей [81, 207], которая хорошо подходит для описания неоднородного распределения магнитных параметров по площади пленки, ширина линии  $\Delta H^{(\delta H_u)}$ , обусловленная амплитудной дисперсией  $\delta H_u^2$  ( $\delta H_u$  – среднеквадратичное отклонение) одноосной магнитной анизотропии  $H_u$ , по величине на низких частотах (до единиц МГц) совпадает с  $\delta H_u$  [207, 331]. Тогда как уширение  $\Delta H^{(\delta \varphi_u)}$ , обусловленное угловой дисперсией  $\delta \varphi_u^2$  ( $\delta \varphi_u$  – среднеквадратичное отклонение ОЛН) согласно [207, 331], приближенно можно определить как  $\Delta H^{(\delta \varphi_u)} = 2H_u \delta \varphi_u^2$ . Тогда выражение для  $\langle H_{film}^2 \rangle^{(\delta)}$  будет иметь следующий вид

$$\langle H_{film}^2 \rangle^{(\delta)} = \frac{1}{f} \frac{k_b T}{(2\pi)^2 V} \frac{\delta H_u + 2H_u \delta \varphi_u^2}{M_s}. \quad (7.6)$$

Используя экспериментальные значения усредненных магнитных параметров и значения их среднеквадратичного отклонения для нанокристаллических пермаллоевых пленок, с помощью выражения (7.6) были рассчитаны их магнитные шумы  $\sqrt{\langle H_{film}^2 \rangle^{(\delta)}}$ . Результаты расчета представлены в таблицах 7.1 и 7.2. Из таблицы 7.1 видно, что минимальные значения магнитных шумов порядка 27–29 пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$  наблюдаются у нанокристаллических тонких пленок  $\text{Ni}_{75.1}\text{Fe}_{24.9}$  и  $\text{Ni}_{81.5}\text{Fe}_{18.5}$ . Интересно отметить, что пермаллой  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$  состава характеризуется близким к нулю значением константы магнитокристаллической анизотропии, а пермаллой  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  – нулевой магнитострикцией [332]. Максимальным же значением уровня шума 39 пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ , обусловленного амплитудной и угловой дисперсией одноосной анизотропии, обладают нанокристаллические пленки состава  $\text{Ni}_{60.2}\text{Fe}_{39.8}$ .

Из таблицы 7.2 видно, что максимальный вклад в уровень магнитных шумов ТМП оказывают неоднородности магнитных параметров на краях пленок. Значения магнитного шума, создаваемые только центральной частью пленок, в 1.5–2.5 раза ниже, чем шумы от всей площади пленки. Важно отметить, что в рассмотренной конструкции микрополоскового датчика слабых магнитных полей края ТМП, являющиеся основным

источником шума, не попадают в область высокочастотных магнитных полей МПР (рисунк 7.1, *a*), поэтому эти участки не участвуют в формировании сигнала.

Неоднородное распределение магнитных параметров по площади пленки приводит не только к увеличению уровня ее магнитного шума, но и к существенному снижению коэффициента преобразования  $K$  датчика слабых магнитных полей. В работе [326] на основе разработанной квазистатической модели микрополоскового преобразователя с ТМП было проведено исследование влияния угловой и амплитудной дисперсии одноосной магнитной анизотропии на характеристики датчика. Было установлено, что с ростом амплитудной и угловой дисперсии поля анизотропии коэффициент преобразования датчика монотонно уменьшается, причем угловая дисперсия оказывает более сильное влияние на  $K$ . Увеличение угловой дисперсии анизотропии  $\delta\varphi_u$  от нуля до  $1^\circ$  уменьшает максимальное значение коэффициента преобразования более чем в два раза, а при  $\delta\varphi_u = 5^\circ$  коэффициент преобразования уменьшается более чем в пять раз. Амплитудная дисперсия одноосной магнитной анизотропии сравнительно большой величины  $\delta H_u = 2 \text{ Э}$  приводит к уменьшению коэффициента преобразования меньше, чем на 20 %.

### 7.3.2 Влияние доменной страйп-структуры на параметры пленок

Как уже было отмечено, основным элементом предложенной конструкции магнитного микрополоскового преобразователя является тонкая магнитная пленка, от параметров которой зависят предельные характеристики разрабатываемого устройства. В частности, чувствительность такого датчика и уровень магнитных шумов (формула 7.1) напрямую связана с толщиной (объемом  $V$ ) магнитной пленки. Поэтому поиск способов увеличения толщины (объема) пленок, которые бы не приводили к ухудшению их магнитных характеристик, является актуальной научной и технологической задачей.

Благодаря доминирующей роли размагничивающих полей намагниченность пленки под воздействием относительно небольшого по величине внешнего магнитного поля лежит в ее плоскости. Однако при превышении некоторого критического значения  $d_{cr}$  толщины пленки в ней формируется доменная страйп-структура, представляющая собой плоскопараллельные магнитные домены [333]. При этом, как показывает эксперимент, при переходе в страйп-доменное состояние характеристики пленки резко ухудшаются: резко вырастает коэрцитивная сила и поле насыщения, а магнитная проницаемость при этом сильно снижается [334, 335]. Причиной возникновения доменной

страйп-структуры в пленках с толщиной  $d > d_{cr}$  является перпендикулярная магнитная анизотропия. Несмотря на то, что в нанокристаллических пленках магнитокристаллографическая анизотропия отдельных кристаллитов за счет обменного взаимодействия нивелируется [9], существует ряд механизмов, приводящих к формированию в пленке перпендикулярной анизотропии со сравнительно небольшой величиной. Один из них связан с наличием в пленке остаточных механических напряжений, которые дают вклад в магнитную энергию посредством магнитоупругого эффекта (глава 5). Другой обусловлен формированием при определенных условиях в пленках столбчатой микроструктуры со слабым обменным взаимодействием между отдельными столбцами, что приводит к дополнительному магнитостатическому вкладу в перпендикулярную анизотропию (глава 6).

Доменные страйп-структуры в магнитных пленках активно исследуются, начиная с 1960-х годов [333, 336]. Однако следует отметить, что экспериментальное изучение доменов, как правило, ограничено измерением распределения намагниченности лишь по поверхности пленки, поскольку определение объемной картины сопряжено со значительными техническими сложностями [337]. Помощь в интерпретации эксперимента оказывают аналитические модели, позволяющие теоретически рассчитать различные характеристики доменной структуры в зависимости от материальных параметров образцов [338]. В последние годы благодаря развитию численных методов микромагнитного моделирования и значительному росту вычислительной мощности современных компьютеров возникла возможность с высокой точностью исследовать различные сложные магнитные среды (глава 3). В данном разделе с помощью численного моделирования исследуется природа формирования доменной страйп-структуры и влияние ее на процессы перемагничивания, а также коэффициент преобразования в тонких пермалловых пленках [339].

Исследование процессов перемагничивания и доменной структуры тонкой пленки с планарной и перпендикулярной магнитной анизотропией было выполнено с помощью расчета ее микромагнитного модели (глава 3). Магнитные параметры численной модели соответствовали типичным параметрам пермалловой пленки: намагниченность насыщения  $M_s = 1000$  Гс, постоянная обмена  $A = 1 \times 10^{-6}$  эрг/см, поле одноосной планарной магнитной анизотропии  $H_u = 6.5$  Э ( $K_u = H_u M_s / 2 = 3.25 \times 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>), поле перпендикулярной магнитной анизотропии  $H_{\perp} = 517$  Э ( $K_{\perp} = H_{\perp} M_s / 2 = 2.58 \times 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>) и постоянная

затухания  $\alpha = 0.005$ . ОЛН планарной анизотропии была направлена вдоль оси  $x$ , а ОЛН перпендикулярной анизотропии – по оси  $z$ , являющейся нормалью к плоскости пленки. Следует отметить, что случайная магнитная анизотропия, связанная с нанокристаллической структурой пленки, в модели не учитывалась. Размер каждого дискретного элемента был установлен равным  $6.25 \times 6.25 \times 6.25$  нм. С учетом симметрии задачи магнитный образец по оси  $x$  разбивался на 1024 дискретных элемента, по оси  $y$  – на 64 элемента, а по оси  $z$  количество ячеек варьировалась от 8 до 64, в зависимости от установленной толщины пленки  $d$ . Кроме того, использовались периодические двумерные граничные условия в плоскости пленки  $xy$  для обменного и магнитостатического взаимодействия [147]. Это позволило устранить влияние эффекта полей размагничивания на краях пленок и приблизить характеристики моделируемой пленки к характеристикам реальных образцов, используемых на практике.

С помощью микромагнитного моделирования были исследованы процессы перемагничивания и магнитная микроструктура (равновесное распределение намагниченности) пермаллоевых пленок различной толщины  $d = 50\text{--}400$  нм. Было установлено, что при толщинах пленок менее  $d_{cr} \approx 125$  нм пленки сохраняли свое однодоменное состояние, а их петли гистерезиса хорошо описывались теоретической моделью Стонерта – Вольфарта [301]. Полученные из петель гистерезиса значения коэрцитивной силы  $H_c$  (при намагничивании вдоль ОЛН) и поля насыщения  $H_s$  (при намагничивании вдоль ОТН) совпадали с величиной поля планарной одноосной магнитной анизотропии  $H_u = 6.5$  Э.

Наибольший интерес представляли пленки в закритическом состоянии, толщина которых  $d > d_{cr}$ . В качестве примера на рисунке 7.9 представлена петля гистерезиса при перемагничивании ТМП толщиной 200 нм вдоль оси  $y$ . Как видно из рисунка, зависимость  $M_y(H)$  имеет вид, характерный для пленок с доменной страйп-структурой. На кривой наблюдается участок линейного уменьшения компоненты намагниченности  $M_y$  при уменьшении внешнего поля  $H$ , начиная от поля насыщения  $H_s = 205$  Э, а также участок резкого изменения величины и знака компоненты  $M_y$ . При этом, как видно из рассчитанной петли гистерезиса, пленка имеет достаточно большую коэрцитивную силу  $H_c = 128.5$  Э, которая значительно превышает поле планарной одноосной магнитной анизотропии  $H_u$ .

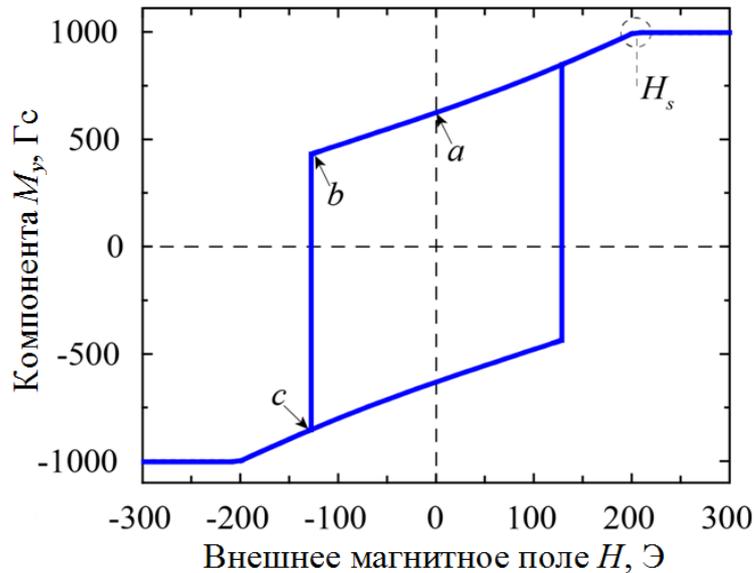


Рисунок 7.9 – Кривая намагничивания для пленки толщиной 200 нм. Отмеченные на кривой стрелками точки  $a$ ,  $b$  и  $c$  соответствуют магнитным конфигурациям, показанным на рисунках 7.10 и 7.11

Для трех точек петли гистерезиса, обозначенных на рисунке 7.9 как  $a$ ,  $b$  и  $c$ , на рисунках 7.10 и 7.11 цветом показаны фрагменты распределения в образце компонент равновесной намагниченности  $M_z$  и  $M_x$ . Кроме того, стрелками показаны проекции векторов намагниченности на соответствующие плоскости: две плоскости поперечного сечения пленки  $xz$  и  $yz$ , и плоскость  $xy$  – поверхность пленки. На рисунках 7.10 ( $a$ ) и 7.11 ( $a$ ) показана магнитная микроструктура, установившаяся в пленке толщиной 200 нм в отсутствие внешнего магнитного поля, после того как она была намагничена до насыщения в положительном направлении по оси  $y$ . Хорошо видно, что в пленке сформировалась доменная страйп-структура. В плоскости  $xz$  пленки возникли периодически чередующиеся области, в которых магнитные моменты преимущественно ориентированы вдоль положительного или отрицательного направления оси  $z$ . Такая ориентация намагниченности позволяет минимизировать вклад в свободную энергию пленки, связанный с перпендикулярной магнитной анизотропией. Данные области (домены) в середине пленки разделены доменными стенками Блоховского типа. В то же время при движении от центра к поверхности пленки постепенно увеличиваются параллельные плоскости компоненты намагниченности (рисунок 7.10,  $a$ ). У поверхностей пленки формируются замыкающие магнитные домены, обеспечивающие замкнутый магнитный поток. Это особенно хорошо видно на рисунке 7.11 ( $a$ ). Благодаря этому на поверхности практически

отсутствуют свободные «магнитные заряды», и поэтому значительно уменьшается энергетический вклад, обусловленный магнитостатическим взаимодействием.

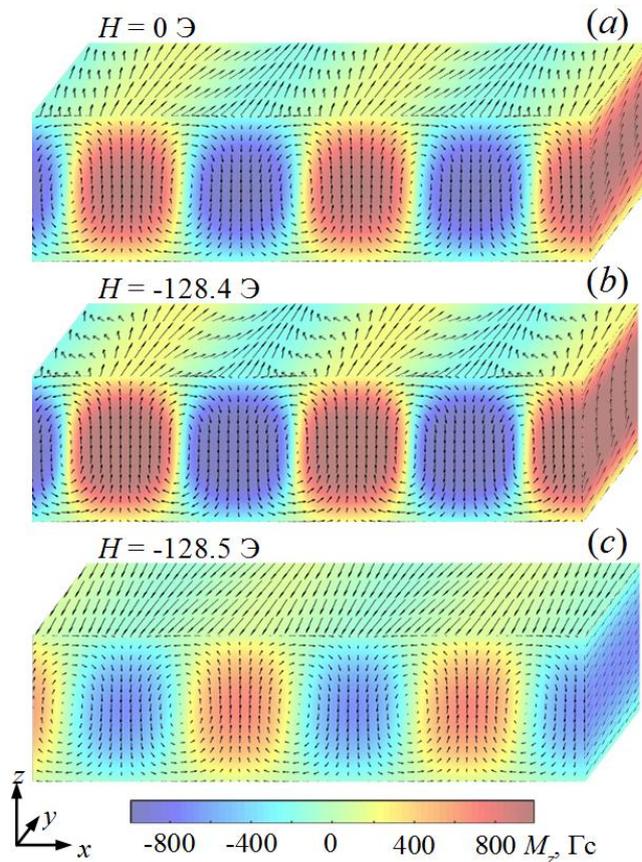


Рисунок 7.10 – Распределения компоненты  $M_z$  намагниченности в пленке толщиной 200 нм, рассчитанные для трех значений внешнего магнитного поля  $H$

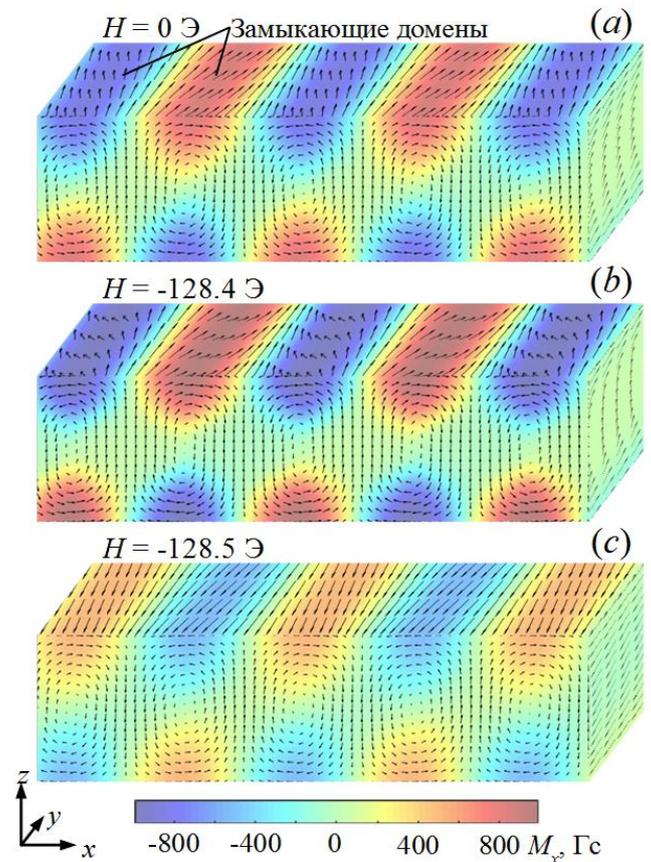


Рисунок 7.11 – Распределения компоненты  $M_x$  намагниченности в пленке толщиной 200 нм, рассчитанные для трех значений внешнего магнитного поля  $H$

Анализ магнитной микроструктуры пленки показывает, что уменьшение внешнего поля в диапазоне  $-H_c < H < H_s$  приводит к постепенному развороту намагниченности (уменьшению компоненты  $M_y$ ) в замыкающих доменах у верхней и нижней поверхности пленки (рисунки 7.10, *b* и 7.11, *b*). При этом положение намагниченности в вертикальных доменах вблизи центра пленки практически не изменяется. Основным барьером на пути перемагничивания ТМП являются замыкающие магнитные домены, поскольку для изменения направления намагниченности в них необходима полная перестройка доменной структуры пленки. Фактически изменение ориентации магнитных моментов в замыкающих доменах на противоположную (по оси  $y$ ) неизбежно влечет за собой изменение направления закрученности доменных стенок, разделяющих страйп-домены – иначе

магнитный поток не будет замкнутым. Таким образом, магнитные моменты переориентируются по направлению внешнего поля лишь в том случае, когда для данной конфигурации намагниченности энергия Зеемана окажется больше энергетических вкладов, связанных с перпендикулярной магнитной анизотропией, а также обменным и магнито-статическим взаимодействием. Для рассматриваемой пленки данное условие выполняется при  $|H| = H_c = 128.5$  Э. После достижения внешним полем этой величины намагниченность скачкообразно изменяет свое направление в плоскости  $xu$  во всем объеме пленки, а значительно уменьшившаяся по абсолютной величине компонента  $M_z$  в чередующихся страйп-доменах меняет знак (рисунки 7.10, *c* и 7.11, *c*).

При анализе свойств пленок с перпендикулярной анизотропией часто вводится параметр  $Q = K_{\perp}/2\pi M_s^2$ , равный отношению плотности энергии перпендикулярной анизотропии и энергии размагничивающих полей. В пленке с относительно большой перпендикулярной анизотропией, при  $Q > 1$ , намагниченность направлена параллельно (или антипараллельно) нормали к плоскости пленки во всем ее объеме. Однако в пленках с  $Q \ll 1$  важную роль в формировании доменной структуры играют поверхностные замыкающие домены (параллельные плоскости пленки компоненты намагниченности), которые и обеспечивают более низкое значение энергии пленки в целом [338]. Для используемых в моделировании параметров пленки значение  $Q$  составляет 0.04.

Мурайама в работе [340] предложил теоретическую модель ТМП с небольшой перпендикулярной анизотропией, ограничившись случаем  $Q < 1$ . В отличие от более ранних моделей доменных структур [333], в модели Мурайамы учитывается не только внеплоскостное вращение магнитных моментов, но и изменение их направления в плоскости пленки, то есть в модели заложена возможность формирования замыкающих доменов. Из приближенного решения разработанной модели Мурайама получил ряд аналитических выражений для определения характеристик доменной структуры пленок.

Одной из важнейших характеристик пленок с перпендикулярной анизотропией является критическая толщина пленки  $d_{cr}$ , которая определяет границу магнитного фазового перехода 2-го рода из состояния с однородной намагниченностью в состояние с неколлинеарной магнитной структурой (страйп-домены). Мурайама получил следующую хорошо известную формулу для  $d_{cr}$

$$d_{cr} = 2\pi\sqrt{A/K_{\perp}}. \quad (7.7)$$

Следует отметить, что в выражение (7.7) не входит намагниченность насыщения  $M_s$ . Поскольку в модели Мурайамы учитываются замыкающие поверхностные домены, вклад от энергии размагничивающих полей в  $d_{cr}$  отсутствует. На рисунке 7.12 (a) показана зависимость критической толщины от величины поля перпендикулярной анизотропии. Линией показан расчет по формуле (7.7), а точки соответствуют результатам микромагнитного моделирования. Видно, что результаты моделирования хорошо согласуются с теорией Мурайамы.

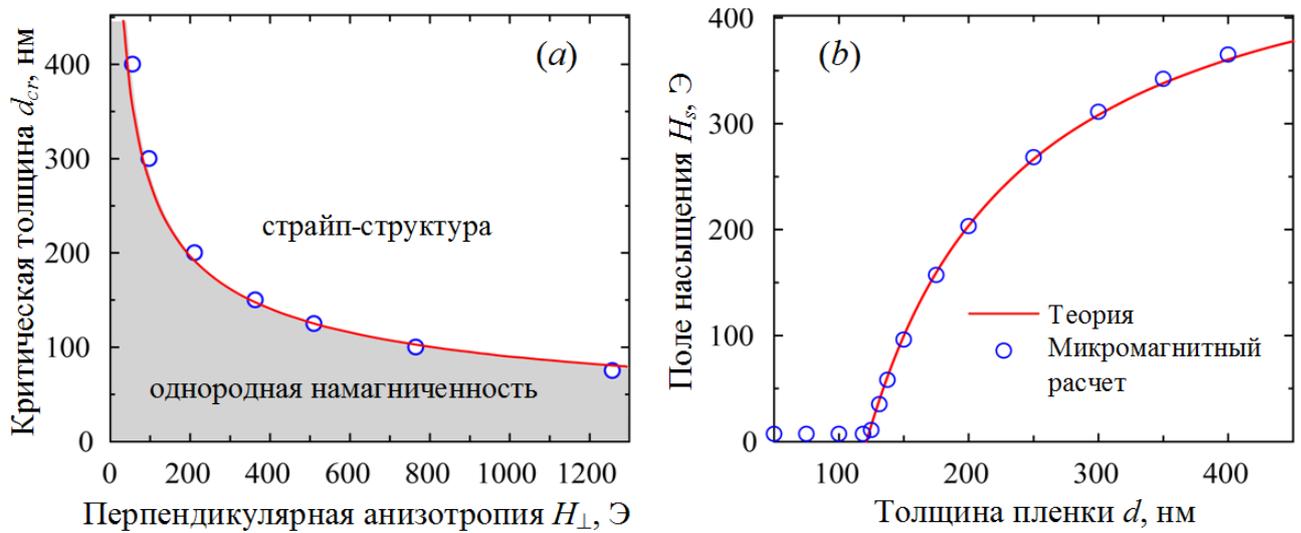


Рисунок 7.12 – Зависимость критической толщины пленки  $d_{cr}$  от величины поля перпендикулярной магнитной анизотропии  $H_{\perp}$  – (a), и зависимость поля насыщения  $H_s$  от толщины пленки  $d$  – (b). Линия – теоретический расчет (модель Мурайамы), точки – микромагнитное моделирование

Еще одной важной характеристикой магнитных пленок является поле насыщения  $H_s$ . В идеальных пленках толщиной  $d < d_{cr}$ , находящихся в состоянии однородной намагниченности,  $H_s$  полностью определяется полем планарной одноосной магнитной анизотропии. Однако в пленках с доменной страйп-структурой поле насыщения имеет более сложную зависимость от параметров образца. Мурайама получил следующее выражения для  $H_s$

$$1 - \frac{H_s}{H_{\perp}} = \frac{d_{cr}}{d} \left[ 1 + \frac{K_{\perp}}{2\pi M_s^2} \right]^{-1/2}. \quad (7.8)$$

На рисунке 7.12 (b) линией показана построенная по формуле (7.8) зависимость поля насыщения  $H_s$  от толщины пленки, а маркеры соответствуют значениям  $H_s$ , полученным из рассчитанных микромагнитным моделированием кривых намагничивания. Для пленок с  $d > d_{cr}$  наблюдается очень хорошее согласие теории и моделирования. Данный факт показывает, что выражение (7.8) можно использовать в качестве основы для простой методики экспериментального определения константы перпендикулярной анизотропии  $K_{\perp}$  из измеренной в плоскости пленки петли гистерезиса.

Очевидно, что увеличение толщины ТМП и формирование в ней доменной страйп-структуры должны влиять на характеристики магнитного микрополоскового преобразователя, рассмотренного в разделе 7.2. Принцип действия такого датчика основан на регистрации изменения добротности резонатора, зависящей от мнимой компоненты высокочастотной магнитной восприимчивости магнитной пленки, которая изменяется под воздействием измеряемого переменного магнитного поля. Одной из основных характеристик датчика является коэффициент преобразования, пропорциональный следующему выражению

$$K \sim V \frac{\chi''(+h_s) - \chi''(-h_s)}{2h_s}, \quad (7.9)$$

где  $h_s$  – амплитуда измеряемого магнитного поля.

С помощью микромагнитного моделирования была рассчитана динамика намагниченности тонких пленок различной толщины и методом неопределенных коэффициентов (раздел 3.2.3) определена их высокочастотная магнитная восприимчивость. Расчет выполнялся для фиксированной частоты 0.55 ГГц переменного магнитного поля возбуждения и при амплитуде измеряемого поля  $h_s = 0.1$  Э, лежащих в плоскости пленки. Предполагалось, что ТМП находится во внешнем планарном магнитном поле  $H = H_s$ , направленном под углом  $\varphi_H$  к ОЛН плоскостной магнитной анизотропии, ортогональной поляризации СВЧ-магнитному полю возбуждения. При названных выше параметрах для каждого значения угла  $\varphi_H$  рассчитывалась величина мнимой компоненты восприимчивости  $\chi''$  пленок толщиной  $d = 50\text{--}400$  нм, а это позволило вычислить по формуле (7.9) коэффициенты преобразования  $K$  рассматриваемого датчика магнитного поля.

На рисунке 7.13 (a) в качестве примера представлены зависимости нормированных коэффициентов преобразования  $K/K_{max}$  от угла направления поля подмагничивания  $\varphi_H$

(угол  $\varphi_H$  отсчитывается относительно оси  $x \parallel$  ОЛН), построенные для трех значений толщины пленок  $d = 50, 118.75, 128$  нм. А на рисунке 7.13 (b) показана нормированная зависимость от толщины пленок значения коэффициента преобразования, обеспечивающего максимальную чувствительность датчика слабых магнитных полей. Анализ зависимости на рисунке 7.13 (b) показывает, что с увеличением толщины пленок  $d$  вплоть до  $d_{cr} \approx 125$  нм коэффициент преобразования датчика линейно возрастает. Этот рост обусловлен увеличением объема ферромагнитного слоя и, соответственно, объема магниточувствительного элемента датчика слабых магнитных полей, что в конечном счете и приводит к увеличению коэффициента преобразования. Однако использовать этот механизм роста чувствительности датчика возможно только до определенных пределов, поскольку при толщине пленки свыше 125 нм коэффициент преобразования пленок резко снижается. Очевидно, что это связано как с резким ростом поля насыщения  $H_s$  тонких пленок, так и возникновением в них доменной страйп-структуры.

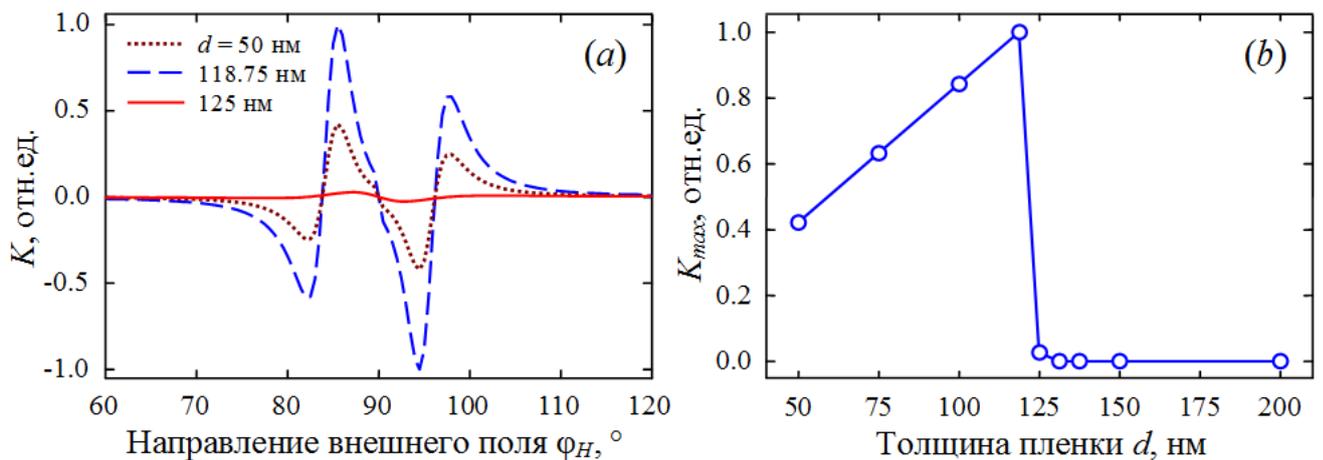


Рисунок 7.13 – Зависимости нормированного коэффициента преобразования датчика магнитных полей от угла направления внешнего поля  $\varphi_H$ , построенные для ТМП толщиной  $d = 50, 118.75, 128$  нм – (a) и зависимость нормированного максимального коэффициента преобразования от толщины пленок  $K_{max}(d)$  – (b)

### 7.3.3 Использование многослойных тонкопленочных структур

Переход пленок в страйп-доменное состояние сопровождается резким изменением характеристик пленки, в частности, увеличением коэрцитивной силы и поля насыщения, а также значительным уменьшением магнитной проницаемости и коэффициента преобразования  $K$ . Очевидно, что возникновение страйп-доменов является негативным явле-

нием, препятствующим использованию «толстых» пленок в большинстве устройств на основе ТМП. Критическая толщина пленки  $d_{cr}$  обратно пропорциональна квадратному корню от величины перпендикулярной магнитной анизотропии пленки (7.7). Поэтому подбирая технологические условия изготовления тонкопленочных образцов, можно добиться некоторого увеличения критической толщины за счет снижения перпендикулярной анизотропии [167, 341]. Однако практически более ценным является подход, заключающийся в создании многослойных тонкопленочных структур, состоящих из магнитных слоев, разделенных немагнитными диэлектрическими прослойками [58, 59, 342, 343]. Можно ожидать, что при толщине каждого магнитного слоя меньше критического значения и достаточной толщине прослоек такой образец будет демонстрировать характеристики, близкие к свойствам однодоменной пленки. При этом многослойная структура будет иметь больший объем магнитного материала, пропорциональный количеству магнитных слоев. В данном разделе с помощью микромагнитного моделирования исследуются возможности реализации указанного выше подхода для улучшения характеристик многослойных ТМП и датчика слабых магнитных полей, построенного на их основе [344].

Исследуемая тонкопленочная структура состояла из последовательно чередующихся магнитных слоев толщиной  $t_M$ , разделенных немагнитными прослойками толщиной  $t_{NM}$  (рисунок 7.14). Рассматриваемый объект, так же, как и в предыдущем исследовании, разбивался на одинаковые дискретные элементы (ячейки) размером  $6.25 \times 6.25 \times 6.25 \text{ нм}^3$ . При этом каждая ячейка магнитных слоев считалась однородно намагниченной и характеризовалась некоторым усредненным вектором магнитного момента. У ячеек немагнитных прослоек магнитный момент считался равным нулю. Параметры магнитных слоев соответствовали параметрам пермаллоевой пленки, рассмотренной в предыдущем разделе. Количество магнитных слоев задавалось числом  $n$ , при этом количество немагнитных прослоек всегда составляло  $n-1$ .

В предыдущем разделе аналитически и с помощью микромагнитного моделирования было показано, что для пермаллоевой пленки с выбранными в модели магнитными параметрами критическая толщина  $d_{cr}$  составляла 125 нм. При такой толщине в пленке формировалась доменная страйп-структура, а при толщине меньше этого порогового значения пленка переходила в однодоменное состояние. Поэтому исследование многослойных структур было начато с рассмотрения двухслойной ТМП, у которой толщина

каждого магнитного слоя  $t_M = 118.75$  нм, т. е. была немного меньше критической. Микромагнитный расчет показал, что в зависимости от толщины немагнитной прослойки  $t_{NM}$  в магнитных слоях может реализоваться либо страйп-структура, либо однодоменное состояние намагниченности.

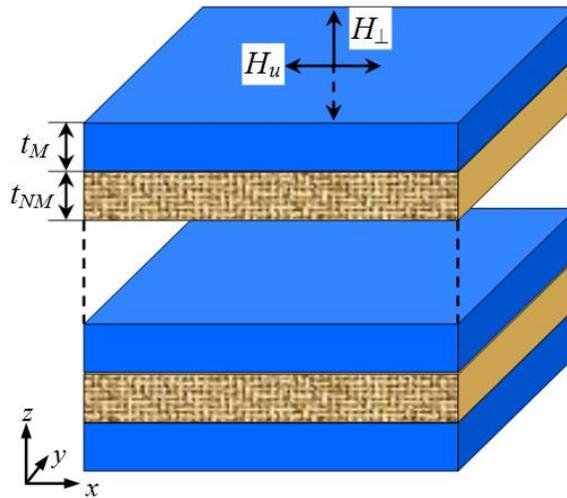


Рисунок 7.14 – Модель многослойной тонкопленочной структуры, состоящей из магнитных слоев толщиной  $t_M$  и немагнитных слоев толщиной  $t_{NM}$ . Магнитные слои обладают одноосной планарной  $H_u$  и перпендикулярной  $H_{\perp}$  магнитной анизотропией

На рисунке 7.15 (а) представлено рассчитанное распределение намагниченности в двухслойной пленке в отсутствие внешнего магнитного поля, с толщиной немагнитной прослойки  $t_{NM} = 12.5$  нм. Стрелками на рисунке показаны направления магнитных моментов, а цвет соответствует величине проекции моментов на ось  $x$ . Видно, что в обоих магнитных слоях сформировалась так называемая «слабая» страйп-структура [338], состоящая из чередующихся вихревых распределений намагниченности с противоположным направлением закручивания. При этом в верхнем и нижнем магнитных слоях наблюдаются «противофазные» направления закручивания. Однако уже при толщине прослоек  $t_{NM} = 18.75$  нм в магнитных слоях формируется однородное распределение намагниченности с лежащими в плоскости пленки магнитными моментами, направленными вдоль ОЛН планарной одноосной магнитной анизотропии.

Обнаруженная зависимость магнитной конфигурации двухслойной тонкой пленки пермаллоя от толщины немагнитной прослойки получена минимизацией магнитостатической энергии всей исследуемой системы. Действительно, в рассматриваемой микромагнитной модели обменное взаимодействие ограничено взаимодействием только между

соседними дискретными ячейками (глава 3). Поэтому магнитные моменты даже ближайших ячеек верхнего и нижнего магнитных слоев могут взаимодействовать только посредством магнитостатического (диполь-дипольного) взаимодействия. Как было показано в предыдущем разделе, возникновение доменной страйп-структуры в ТМП связано с изменением баланса между энергией перпендикулярной магнитной анизотропии и магнитостатической энергией, которая в первую очередь определяется анизотропией формы образца. При сравнительно небольшой толщине пленки (меньшей  $d_{cr}$ ) возрастание магнитостатической энергии, связанное с выходом магнитных моментов из плоскости пленки, больше энергетического вклада от перпендикулярной анизотропии.

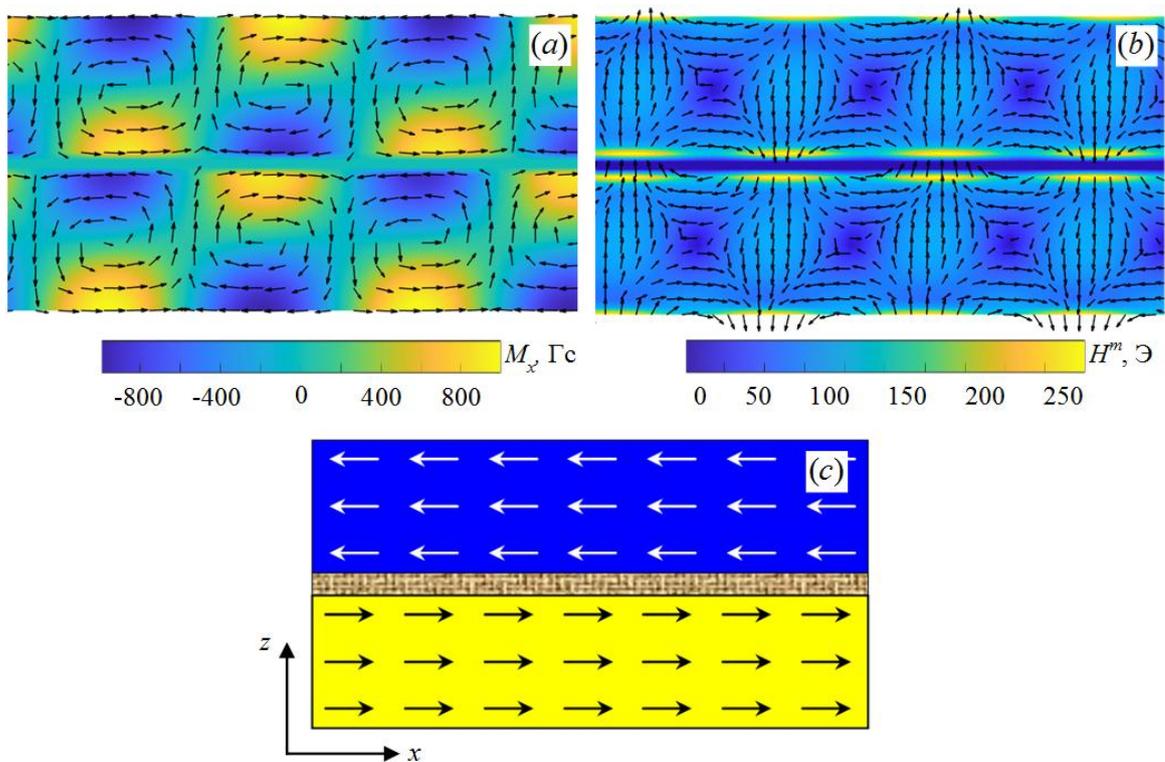


Рисунок 7.15 – Распределение магнитных моментов в двухслойной пленке пермаллоя ( $H = 0$ ) при толщине магнитных слоев  $t_M = 118.75$  нм и толщинах немагнитной прослойки  $t_{NM} = 12.5$  нм – (a),  $t_{NM} = 18.75$  нм – (c). (Оттенки цвета соответствуют проекции вектора намагниченности на ось  $x$ .) Распределение внутреннего поля размагничивания  $H^m$  в двухслойной пленке с  $t_{NM} = 12.5$  нм – (b). (Стрелками показано направление вектора напряженности поля, а оттенки цвета соответствует амплитуде поля  $H^m$ .)

Однако при наличии нескольких магнитных слоев магнитный поток от магнитных «зарядов», создаваемых на поверхности пленки магнитными моментами с ненулевой нормальной компонентой  $M_z$ , может частично замыкаться на магнитных «зарядах» противоположного знака соседнего магнитного слоя. Это хорошо видно из рисунка 7.15 (b),

где показано распределение внутреннего поля размагничивания  $H^m$ , рассчитанного для двухслойной ТМП с  $t_{NM} = 12.5$  нм. В результате магнитостатическая энергия двухслойной структуры несколько уменьшается, что делает конфигурацию магнитных моментов в виде страйп-структуры энергетически более выгодной даже при толщинах магнитных слоев, меньших  $d_{cr}$ . В то же время при увеличении толщины  $t_{NM}$  магнитостатическая связь между слоями быстро ослабевает, и энергетически выгодной становится однодоменная конфигурация намагниченности. В этом случае минимум свободной энергии системы будет достигнут при замыкании магнитного потока на краях пленки (вдоль оси  $x$ ), т. е. при противоположном направлении намагниченности в различных магнитных слоях (рисунок 7.15, *с*).

Таким образом, выполненный расчет позволил установить теоретические предельные толщины магнитных и немагнитных слоев, при которых в двухслойных магнитных пленках реализуется однородная конфигурация магнитных моментов, которая, как уже отмечалось, улучшает характеристики микрополоскового датчика магнитных полей на ТМП. Однако наилучшие характеристики устройств можно получить только при использовании многослойных структур, позволяющих значительно увеличить объем магнитных пленок. Поэтому большой интерес представляет исследование интегральных магнитных характеристик многослойных тонкопленочных структур от количества слоев в них. Для этого с помощью микромагнитного моделирования определялась равновесная конфигурация магнитных моментов и исследовались процессы перемагничивания в многослойных пленках с одинаковой толщиной магнитных и немагнитных слоев  $t_M = t_{NM} = 100$  нм. Количество магнитных слоев  $n$  варьировалось от 1 до 20. Для примера на рисунке 7.16 показано распределение магнитных моментов при отсутствии внешнего магнитного поля в структуре из 10 слоев пермаллоя. Как и следовало ожидать, каждый отдельный магнитный слой находится в однодоменном состоянии, однако намагниченности в соседних слоях имеют противоположные знаки. Другими словами, в многослойной структуре из магнитных пленок с немагнитными прослойками при определенных толщинах слоев может формироваться периодическая «послойная» полосовая доменная структура.

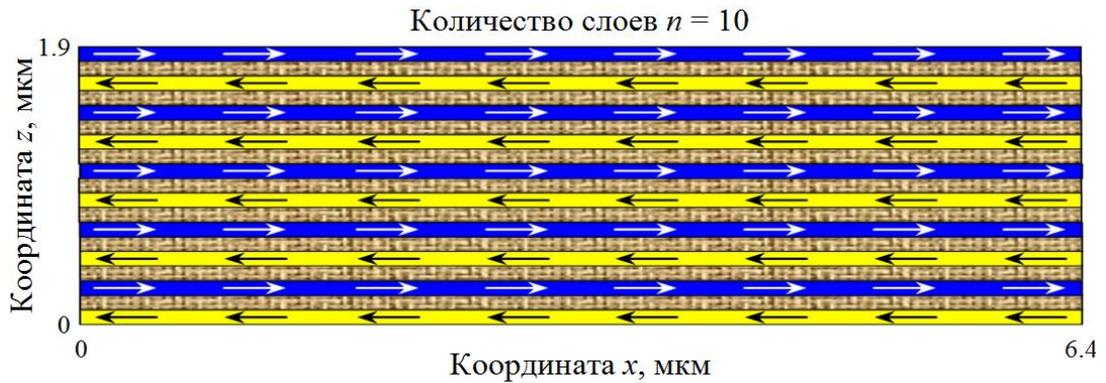


Рисунок 7.16 – Распределение магнитных моментов в многослойной структуре из 10 пермалловых пленок с толщинами магнитных и немагнитных слоев  $t_M = t_{NM} = 100$  нм

На рисунке 7.17 (а) представлены петли гистерезиса, рассчитанные для пленок с количеством слоев  $n = 2$  и 20 при развертке внешнего магнитного поля  $H$  вдоль трудной оси одноосной планарной магнитной анизотропии. Видно, что петли гистерезиса многослойных структур проявляют свойства, аналогичные свойствам однослойных ТМП в однодоменном состоянии, описываемых теоретической моделью Стонерта – Вольфарта [301]. При этом по модели Стонерта-Вольфарта поле насыщения пленки  $H_s$  должно совпадать с полем одноосной планарной магнитной анизотропии  $H_u$ . Однако наращивание магнитных слоев в многослойной структуре приводит к линейному росту поля  $H_s$  (рисунок 7.17, б), что обусловлено необходимостью преодоления влияния дополнительной магнитостатической энергии при перемагничивании образцов, связанной с «послойной» доменной структурой, и эта энергия увеличивается пропорционально количеству слоев.

Очевидно, что увеличение поля насыщения тонкопленочных структур с ростом количества слоев приводит к изменению рабочих характеристик датчика слабых магнитных полей, использующих такие структуры в качестве магнитоактивных элементов. С помощью микромагнитного моделирования была рассчитана динамика намагниченности многослойных тонкопленочных структур с одинаковыми толщинами слоев  $t_M = t_{NM} = 100$  нм, и определена их высокочастотная магнитная восприимчивость. Расчет так же, как и в предыдущем исследовании, выполнялся для фиксированной частоты 0.55 ГГц переменного магнитного поля возбуждения и при амплитуде измеряемого поля  $h_s = 0.1$  Э, лежащих в плоскости пленки. Предполагалось, что многослойная магнитная структура находится во внешнем планарном магнитном поле  $H = H_s$ , направленном под углом  $\varphi_H$  к ОЛН плоскостной магнитной анизотропии, ортогональной поляризации

СВЧ-магнитному полю возбуждения. Для каждого значения угла  $\varphi_H$  рассчитывалась величина мнимой компоненты восприимчивости  $\chi''$  многослойных структур, имеющих количество магнитных слоев от  $n = 1$  до  $n = 20$ , и с помощью формулы (7.9) вычислялись значения коэффициента преобразования  $K$  рассматриваемого датчика магнитного поля.

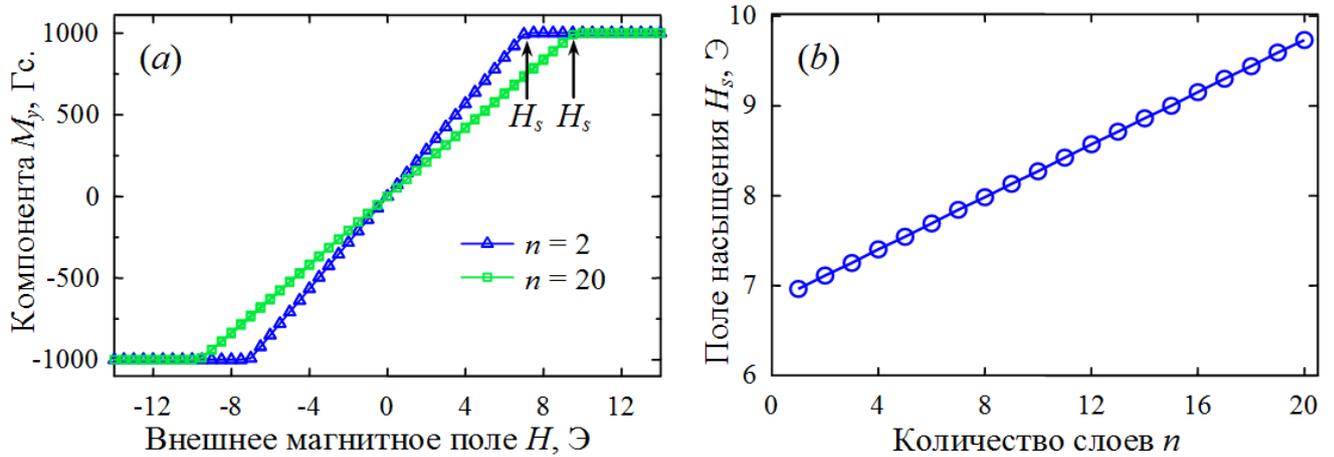


Рисунок 7.17 – Петли гистерезиса при перемагничивании внешним полем  $H$ , направленным вдоль ОТН планарной анизотропии для структур с количеством магнитных слоев  $n = 2$  и  $n = 20$  – (а). Зависимость поля насыщения  $H_s$  многослойной структуры от количества слоев  $n$  – (b)

На рисунке 7.18 (а) представлены зависимости нормированных коэффициентов преобразования  $K/K_{max}$  от угла направления поля подмагничивания  $\varphi_H$ , построенные для пленок с количеством слоев  $n = 1, 10$  и  $20$ . Видно, что  $K$  меняет знак в точке  $\varphi_H = 90^\circ$ , а зависимость  $K(\varphi_H)$  имеет два ярко выраженных экстремума для определенных углов направлений внешнего поля, что хорошо согласуется с экспериментом (рисунок 7.3). Кроме того, из построенных графиков видно, что максимальные значения по модулю коэффициентов преобразования с наращиванием числа слоев сначала увеличиваются, а затем уменьшаются. Этот факт подтверждает нормированная зависимость максимального значения коэффициента преобразования от количества слоев  $K_{max}(n)$ , представленная на рисунке 7.18 (b). Очевидно, что увеличение  $K_{max}(n)$  на начальном участке зависимости при наращивании магнитных слоев обусловлено увеличением объема магнитного материала в структуре. Однако при этом возрастает и поле насыщения многослойных структур  $H_s$  (рисунок 7.17, b), которому по условию задачи, отмеченному ранее, равно внешнее поле подмагничивания  $H$ . Но с увеличением поля подмагничивания магнитная восприимчивость пленочной структуры падает. В результате

зависимость  $K_{max}(n)$  имеет максимум при  $n = 10$ , после которого при дальнейшем наращивании слоев до  $n = 20$  величина коэффициента преобразования монотонно уменьшается почти в два раза.

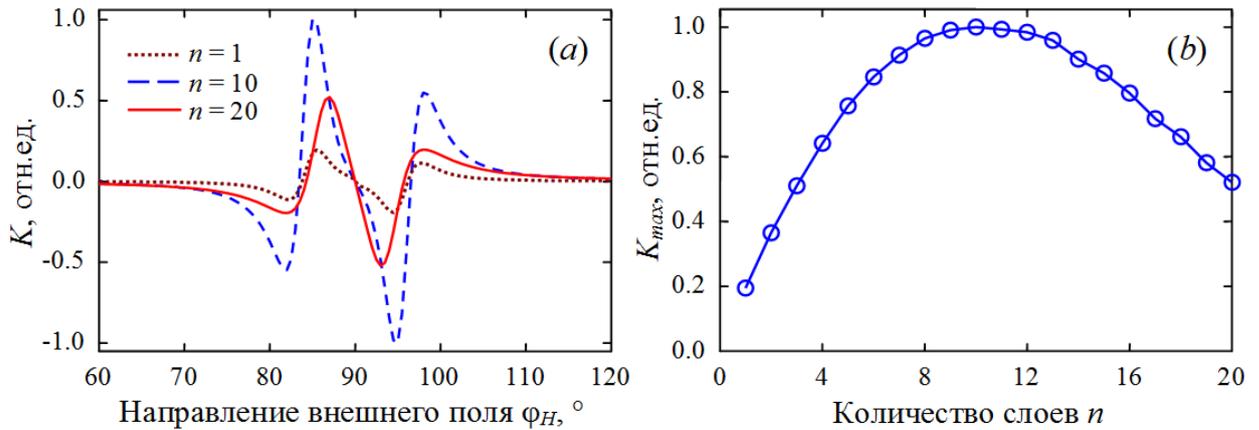


Рисунок 7.18 – Зависимости нормированных коэффициентов преобразования датчика магнитных полей от угла направления внешнего поля  $\varphi_H$ , построенные для структур с различным количеством магнитных слоев – (a) и зависимость нормированного максимального коэффициента преобразования от количества слоев  $K_{max}(n)$  – (b)

Для проверки результатов численного моделирования были выполнены экспериментальные исследования многослойных структур. Для этого методом магнетронного распыления мишени  $N_{80}Fe_{20}$  на постоянном токе были изготовлены по 5 многослойных тонкопленочных структур с разным количеством магнитных слоев: от 1 до 5. Мишень представляла собой диск диаметром 5.5 см и толщиной 0.2 см. В качестве подложек использовались стеклянные пластины размером  $12 \times 12$  мм<sup>2</sup> и толщиной 0.5 мм. Толщина отдельных магнитных слоев для всех образцов была одинаковой и составляла  $\sim 100$  нм. Перед каждым напылением магнитного слоя предварительно наносился немагнитный слой монооксида кремния SiO толщиной 100 нм. Базовое давление в камере составляло  $3 \times 10^{-4}$  Па, при этом давление Ar во время распыления составляло  $2 \times 10^{-1}$  Па. Расстояние между мишенью и подложками составляло 20 см, скорость напыления при подаваемой плотности мощности 11 Вт/см<sup>2</sup> равнялась 0.25 нм/с. Температура подложек во время напыления поддерживалась на уровне 200 °С. Во время осаждения маска с подложками была помещена в магнитную систему, создающую в области расположения подложек сильное однородное планарное магнитное поле.

На рисунке 7.19 треугольными маркерами показана экспериментальная зависимость усредненного значения коэффициента преобразования  $K_{max}$  многослойных струк-

тур от количества слоев. Планками погрешностей также показан диапазон экспериментальных значений коэффициента преобразования для 5 экспериментальных образцов каждой серии. Для сравнения на рисунке 7.19 круглыми маркерами также показаны результаты теоретического расчета, представленные на рисунке 7.18 (b). Видно, что для одно-, двух-, и трехслойных тонкопленочных структур экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчета. Однако начиная с четырех слоев многослойной структуры, экспериментальный коэффициент преобразования становится ниже теоретических значений.

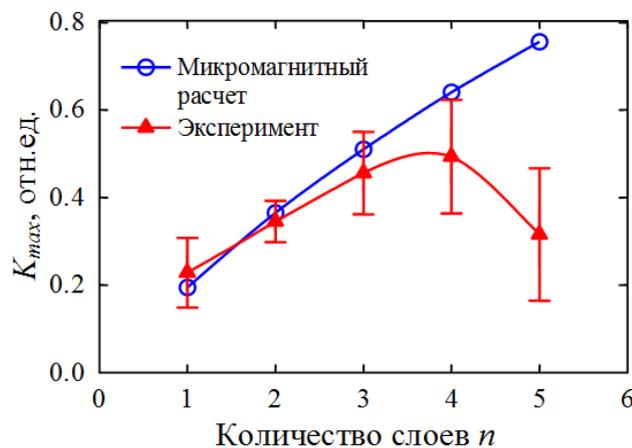


Рисунок 7.19 – Зависимость нормированного максимального коэффициента преобразования датчика магнитных полей от количества слоев многослойной структуры. Круглые маркеры – результаты расчета микромагнитной модели многослойных структур, треугольные маркеры – результаты экспериментальных измерений

Установлено, что наблюдаемое снижение коэффициента преобразования  $K_{max}$  для экспериментальных четырех- и пятислойных тонкопленочных образцов связано с существенными недостатками применяемой технологии изготовления многослойных структур. Используемая на базе двух отдельных установок (одна для напыления немагнитного диэлектрика, другая – для напыления ферромагнетика) технология напыления тонких пленок не позволяет в рамках одного вакуумного цикла получать многослойные структуры с чередующимися слоями ферромагнетик/диэлектрик. Недостатки технологии привели к существенной погрешности формирования магнитных характеристик отдельных ферромагнитных слоев, и прежде всего к погрешности формирования индуцированной одноосной магнитной анизотропии. Данный вывод подтверждается и увели-

чением разброса экспериментальных значений коэффициента преобразования с ростом количества слоев тонкопленочных структур, что хорошо видно из рисунка 7.19.

#### 7.4 Магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных полей

Таким образом, было установлено, что для повышения чувствительности и снижения уровня магнитных шумов в предложенной конструкции микрополоскового преобразователя лучше использовать многослойные нанокристаллические магнитные пленки. Следует также отметить, что для уменьшения потерь СВЧ-мощности, связанных с вихревыми токами (раздел 1.1.3), толщина отдельных металлических магнитных слоев должна быть выбрана меньше глубины скин-слоя, которая для нанокристаллических пермалловых пленок на частоте 0.5 ГГц составляет порядка 1 мкм. Дальнейшее улучшение характеристик микрополоскового преобразователя (датчика магнитного поля) может быть обеспечено за счет конструктивных и схемотехнических решений. Действительно, обнаруженные в магнитном преобразователе на МПР два ярко выраженных экстремума на зависимости коэффициента преобразования от угла ориентации постоянного магнитного поля смещения (рисунок 7.4) дают возможность построить новый чувствительный элемент магнитометра, используя два идентичных микрополосковых датчика, узкие полосковые проводники которых «наклонены» к осям резонаторов под углами  $\pm\varphi_0$  (рисунок 7.20).

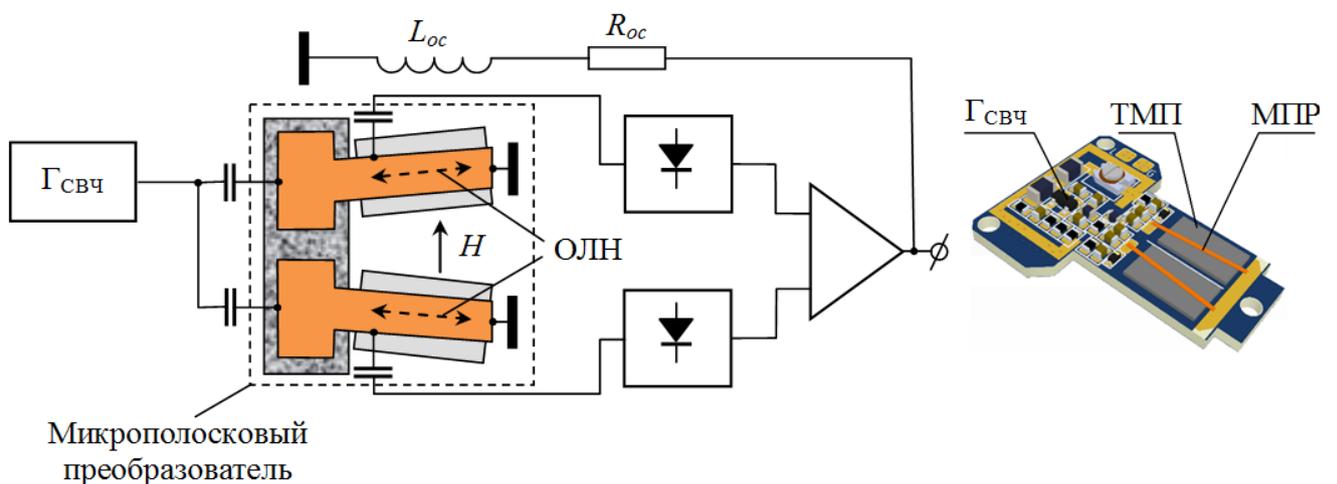


Рисунок 7.20 – Функциональная схема и конструкция магнитометра слабых полей

Это позволяет после суммирования на операционном усилителе удвоить полезный сигнал [317]. При этом функциональная схема магнитометра состоит из СВЧ-генератора  $G_{\text{СВЧ}}$ , возбуждающего чувствительный элемент, состоящий из двух датчиков на МПР, сигналы с которых поступают на амплитудные детекторы, а затем на операционный усилитель. В такой функциональной схеме при совпадении частоты СВЧ-генератора с резонансными частотами МПР наблюдается значительная компенсация амплитудных шумов СВЧ-генератора, так как напряжения с датчиков после детекторов вычитаются на операционном усилителе. Кроме того, уровень магнитных шумов чувствительного элемента, построенного на двух датчиках, также уменьшается, но в  $\sqrt{2}$  раз.

Хорошо известно, что в магнитометре должна обеспечиваться высокая долговременная стабильность коэффициента преобразования, которая существенно влияет на точность определения величины измеряемого магнитного поля. Это требование, как правило, обеспечивается компенсационным методом измерений с обратной связью, когда чувствительный элемент помещается в специальную катушку  $L_{oc}$  (рисунок 7.20), с высокой точностью компенсирующую своим магнитным полем величину измеряемого поля. В результате стабильность  $K$  определяется в основном стабильностью постоянной этой компенсационной катушки и стабильностью резистора в обратной связи  $R_{oc}$  [302], которые, как видно на рисунке 7.20, являются нагрузкой операционного усилителя.

В качестве компенсационной катушки использовались кольца Гельмгольца небольшого размера, позволяющие значительно уменьшить экранирование измеряемых высокочастотных магнитных полей в отличие от обычно используемых для этих целей соленоидов. В результате удалось существенно расширить полосу рабочих частот магнитометра. Важно отметить, что и сама величина индуктивности  $L_{oc}$  также определяет частоту верхней границы рабочей полосы частот, когда реактивное сопротивление катушки становится неприемлемо высоким. Однако уменьшение индуктивности  $L_{oc}$  с целью дополнительного расширения рабочей полосы частот потребует соответствующего увеличения мощности по цепи компенсации.

Принимая во внимание диаграмму направленности микрополоскового преобразователя с ТМП (рисунок 7.6) и тот факт, что преобразователь обладает чувствительностью только к планарным магнитным полям, очевидно, что для построения векторного магнитометра удобно использовать три одинаковых преобразователя с взаимно ортогональными осями максимальной чувствительности [318].

Одной из самых важных характеристик магнитометров является порог чувствительности к измеряемому полю, который характеризуется спектральной плотностью амплитуды шума, измеряемой в  $\text{Тл}/\sqrt{\text{Гц}}$ . На рисунке 7.21 (а) для изготовленного магнитометра представлена экспериментальная зависимость собственного шума от частоты измеряемого сигнала  $f$ . Измерение шумов проводилось в лабораторных условиях, при этом магнитометр помещался внутри трехслойного магнитного экрана с толщиной стенок 1.0 мм, изготовленного из пермаллоя. Электропитание магнитометра осуществлялось от аккумуляторов, а выходной сигнал измерялся высокочувствительным анализатором спектра [345].

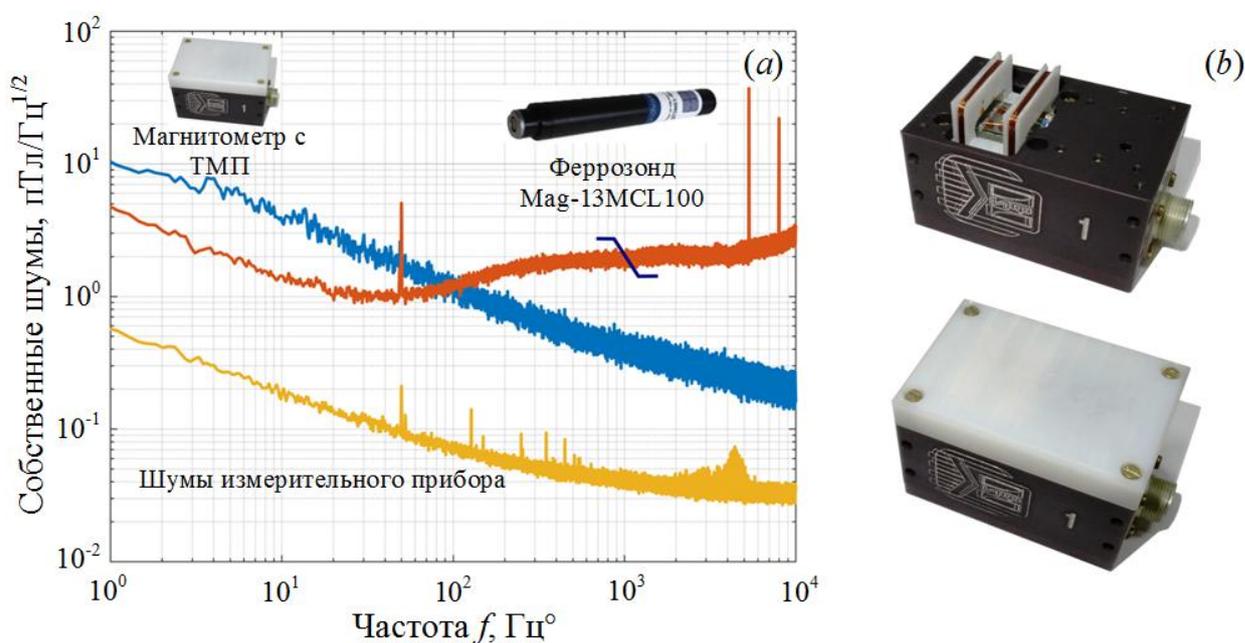


Рисунок 7.21 – Частотная зависимость амплитуды собственного шума разработанного магнитометра с ТМП и феррозондового магнитометра Bartington Mag-13MCL100 – (а) и фотографии магнитометра с ТМП в корпусе и со снятым защитном кожухом – (b)

Для сравнения на рисунке 7.21 (а) также приведены шумы одного из самых высокочувствительных доступных феррозондов Bartington Mag-13MCL100 [345, 346]. Видно, что на частоте 1 Гц разработанный магнитометр имеет шумы около  $10 \text{ пТл}/\sqrt{\text{Гц}}$ , что примерно в два раза превышает чувствительность феррозонда. Однако на частотах выше 100 Гц чувствительность феррозонда уступает чувствительности магнитометра с ТМП. Верхняя граница диапазона частот феррозонда Bartington Mag-13MCL100 составляет  $3 \times 10^3 \text{ Гц}$ , тогда как у разработанного магнитометра она достигает  $10^6 \text{ Гц}$ . Основные характеристики двух магнитометров приведены в таблице 7.3.

На рисунке 7.21 (b) представлена фотография изготовленного магнитометра в сборе и при снятом защитном корпусе. Чувствительные элементы были построены на основе двух микрополосковых резонаторов с двухслойными нанокристаллическими тонкими  $N_{80}Fe_{20}$  пленками, толщина отдельных слоев которых составляла около 100 нм. Магнитная система для создания смещающего поля  $H \approx 10$  Э расположена на специальной платформе, которая размещена в центре компенсационных колец Гельмгольца.

Таблица 7.3 – Основные характеристики разработанного магнитометра слабых полей на основе микрополоскового преобразователя с нанокристаллической тонкой магнитной пленкой и феррозонда Bartington Mag-13MCL100 [345, 346]

Характеристика	Магнитометр с ТМП (однокомпонентный)	Феррозонд Bartington Mag-13MCL100 (трехкомпонентный)
Диапазон полей		
- нижняя граница	0.1 пТл	1 пТл
- верхняя граница	0.1 мТл	0.1 мТл
Частотный диапазон		
- нижняя граница	$10^{-2}$ Гц	0 Гц
- верхняя граница	$10^6$ Гц	$10^3$ Гц
Собственные шумы на частоте		
- $10^0$ Гц	10 пТ/ $\sqrt{\text{Гц}}$	6 пТ/ $\sqrt{\text{Гц}}$
- $10^1$ Гц	3·пТ/ $\sqrt{\text{Гц}}$	
- $10^2$ Гц	1 пТ/ $\sqrt{\text{Гц}}$	
- $10^4$ Гц и выше	0.1 пТ/ $\sqrt{\text{Гц}}$	
Рабочий диапазон температур	от минус 40 до 70 °С	от минус 40 до 70 °С
Напряжение питания	$\pm 12$ В $\pm 10$ %	от $\pm 12$ В до $\pm 17$ В
Энергопотребление	менее 1 Вт	менее 1.5 Вт
Размеры	60×40×40 мм	Ø25×225 мм
Масса	менее 100 г	83 г

## 7.5 Выводы

Одно из наиболее перспективных приложений нанокристаллических тонких магнитных пленок – это высокочувствительная магнитометрия. Высокочувствительная магнитометрия используется во многих областях науки и техники. Она имеет большое

значение для физики, биологии, медицины, материаловедения, геологии и археологии. Находит самое широкое применение в системах космического мониторинга, безопасности, навигации и связи. Интеграция нанокристаллических тонких магнитных пленок с хорошо изученными и широко распространенными на практике СВЧ-устройствами открывает новые возможности в разработке высокочувствительных магнитных датчиков и магнитометров, обладающих не только миниатюрностью и заданными характеристиками, но и высокой технологичностью в производстве.

В данной главе были рассмотрены вопросы разработки и оптимизации новой конструкции магнитометра слабых квазистационарных и высокочастотных магнитных полей. Основным элементом предложенной конструкции магнитометра является первичный магнитный преобразователь, или датчик магнитного поля, построенный на основе микрополоскового резонатора с нанокристаллической тонкой магнитной пленкой. Использование в датчике микрополоскового резонатора вместо колебательного контура на сосредоточенных емкостях и индуктивностях позволило значительно расширить диапазон рабочих частот. А благодаря уникальным характеристикам нанокристаллических пленок удалось существенно повысить коэффициент преобразования и предельную чувствительность разработанного устройства.

Для достижения предельно высоких характеристик магнитного преобразователя были проанализированы все потенциальные источники шума в нанокристаллических тонких магнитных пленках. Было установлено, что из-за собственных (спин-решеточных) процессов релаксации амплитуда магнитного шума в нанокристаллических пермалловых пленках сопоставима с чувствительностью СКВИД-магнитометров. Однако наличие в них магнитных неоднородностей приводит к заметному ухудшению параметра шума. Показано, что влияние двухмагнонных процессов рассеяния спиновых волн на локальных магнитных неоднородностях можно снизить до приемлемого уровня за счет уменьшения размера кристаллитов. Основной же вклад в уровень магнитных шумов вносит неоднородное распределение магнитных параметров по площади пленок, которое наиболее ярко проявляется на их краях.

Для повышения коэффициента преобразования и снижения уровня магнитных шумов датчика магнитного поля были изучены возможности существенного увеличения толщины (объема) пленок без ухудшения их параметров. В частности, с помощью микромагнитного моделирования была исследована природа формирования доменной

страйп-структуры и влияние ее на процессы перемагничивания, а также коэффициент преобразования в тонких пермалловых пленках. Было установлено, что в пленках, толщина которых превышает критическое значение около 125 нм, формируется доменная страйп-структура, которая приводит к значительному возрастанию поля насыщения и коэрцитивной силы, а также к резкому снижению коэффициента преобразования.

Чтобы устранить негативное влияние доменной страйп-структуры, численным моделированием была изучена возможность увеличения объема магниточувствительного элемента датчика магнитного поля за счет использования в нем многослойной тонкопленочной структуры, состоящей из чередующихся магнитных слоев и немагнитных прослоек. Было установлено, что при толщинах немагнитной прослойки больше критической величины магнитные пленки в многослойной структуре находятся в однодоменном состоянии, однако намагниченности в соседних слоях в отсутствии внешнего поля имеют противоположные направления, формируя периодическую «послойную» полосовую доменную структуру. Благодаря этому факту коэффициент преобразования датчика слабых магнитных полей немонотонно зависит от количества слоев в тонкопленочной магнитной структуре и достигает своей максимальной величины при определенном их количестве.

На основе проведенных исследований был разработан и запатентован магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных полей, который отличается от известных решений простотой конструкции, малым размером и весом, небольшим энергопотреблением, надежностью, высокой чувствительностью, а также широким динамическим и частотным диапазоном измеряемых магнитных полей. В рамках комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства разработанный магнитометр был внедрен в производство на предприятии АО «НПП «Радиосвязь» г. Красноярск.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения работы были получены следующие результаты.

1. Предложен способ решения системы двух связанных нелинейных уравнений, определяющих условие равновесия намагниченности и условие ФМР однородно намагниченной в плоскости анизотропной магнитной пленки. Показано, что решение этой задачи сводится к двум нелинейным уравнениям, одно из которых является независимым. Последовательное решение этих уравнений позволяет рассчитывать для заданной частоты СВЧ-возбуждения значения полей ФМР для любых параметров магнитной анизотропии.

2. Разработана феноменологическая модель тонкой магнитной пленки, описывающая планарную магнитную анизотропию в виде разложения в ряд Фурье по азимутальному углу намагниченности. Показано, что предложенная модель хорошо подходит для изучения свойств пленок, магнитная анизотропия которых обусловлена суперпозицией анизотропных вкладов различной природы.

3. На основе предложенного способа решения системы нелинейных уравнений для условия равновесия и условия ФМР, а также нового вида целевой функции оптимизационной задачи, реализована методика определения параметров теоретической модели из экспериментальных угловых зависимостей резонансного поля. Продемонстрировано, что методика позволяет с высокой точностью определять параметры теоретической модели, в том числе из экспериментальных угловых зависимостей, имеющих несколько значений резонансных полей при определенных углах внешнего поля. Кроме того, впервые показано, что с помощью предложенной методики помимо параметров магнитной анизотропии и эффективной намагниченности насыщения можно одновременно определить полярный и азимутальный углы разориентации кристаллографической плоскости подложки эпитаксиальных пленок. Методика реализована в виде программы для ЭВМ, входящей состав программного обеспечения разработанного в ИФ СО РАН сканирующего спектрометра ФМР.

4. Разработана дискретная микромагнитная модель нанокристаллического ферромагнетика, учитывающая энергию обменного и магнитостатического взаимодействия, энергию одноосной магнитной анизотропии, а также энергию Зеемана. Сформулирована задача определения равновесного состояния ферромагнетика в виде системы линейных

неоднородных уравнений с неопределенными множителями Лагранжа и предложен эффективный алгоритм ее решения. Решена также проблема сходимости итерационного процесса и установлен критерий устойчивости полученного равновесного состояния.

5. Для рассмотренной дискретной модели ферромагнетика были разработаны два эффективных численных метода решения системы линейаризованных дифференциальных уравнений Ландау – Лифшица. Это метод собственных значений и собственных векторов, а также метод неопределенных коэффициентов, которые позволяют выполнить расчет нормальных магнитных мод колебаний намагниченности и спектра СВЧ-поглощения ферромагнетика. Установлено, что метод неопределенных коэффициентов из-за сравнительно низких требований к вычислительным ресурсам ЭВМ в наибольшей степени подходит для моделирования высокочастотных свойств реальных нанокристаллических тонких магнитных пленок.

6. На основе дискретной модели ферромагнетика, а также на основе разработанных методов и алгоритмов ее расчета, создана и зарегистрирована в Роспатенте программа для ЭВМ «MultiLayers». Программа имеет удобный интерфейс пользователя и предназначена для проведения численных экспериментов по изучению магнитной микроструктуры, петель магнитного гистерезиса, а также высокочастотных свойств как однослойных, так и многослойных магнитных нано- и гетероструктур.

7. С помощью микромагнитного моделирования установлено, что благодаря случайному распределению осей легкого намагничивания отдельных кристаллитов в пленках формируется квазипериодическая стохастическая магнитная структура – «рябь» намагниченности – с длиной волны, зависящей как от магнитных параметров самой пленки, так и от величины приложенного внешнего поля. Методами корреляционного анализа неоднородной намагниченности определены зависимости основных параметров формируемой в пленке магнитной микроструктуры от размера кристаллитов и величины приложенного внешнего поля.

8. Численное исследование высокочастотных свойств нанокристаллических тонких магнитных пленок показало, что для пленок, имеющих размер кристаллитов выше некоторого порогового значения  $D_{cr}$  на определенной частоте, связанной с толщиной, размером кристаллитов и магнитными параметрами пленки, наблюдается резкое уширение и смещение линии ФМР. Выдвинута гипотеза, что обнаруженный эффект связан с рассеянием спиновых волн на неоднородной стохастической магнитной структуре. Показано,

что данная гипотеза согласуется с основными выводами динамической теории «ряби» намагниченности, разработанной Игнатченко и Дегтяревым.

9. Результаты численного моделирования подтверждены экспериментально на образцах нанокристаллических  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  пленок с различным размером кристаллитов. Исследования обнаруженного в нанокристаллических пермаллоевых пленках эффекта резкого уширения и смещения линии ФМР подтвердили выдвинутую гипотезу. С помощью двухмагنونной модели рассеяния спиновых волн в нанокристаллической тонкой магнитной пленке дано объяснение обнаруженного эффекта резкого уширения линии ФМР и получено выражение для порогового значения  $D_{cr}$ .

10. Численным расчетом тензоров неоднородных упругих деформаций и напряжений упругоизотропной тонкой пленки на изогнутой упругоизотропной подложке установлено, что напряжения неоднородно распределены по площади пленки и носят двусосный характер. Получены аналитические выражения для определения параметров одноосной магнитной анизотропии, индуцированной двусосными упругими напряжениями. Проведенные с помощью сканирующего спектрометра ФМР измерения распределения параметров магнитной одноосной анизотропии по площади подвергнутых контролируемому изгибу экспериментальных образцов тонких пленок  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$  подтвердили результаты теоретических расчетов.

11. Экспериментально обнаружено новое явление – однонаправленная магнитная анизотропия, индуцированная неоднородной деформацией. Показано, что эта однонаправленная анизотропия является следствием флексомагнитного эффекта, устанавливающего связь между изменением намагниченности пленки и величиной градиента деформации. Установлено экспериментальное значение  $1.5 \times 10^3$  Э·см коэффициента флексомагнитной связи для тонкой пленки  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$ , которое примерно в  $10^7$  раз превышает оценку этой величины для антиперовскита  $\text{Mn}_3\text{GaN}$  и перовскита  $\text{BiFeO}_3$ .

12. Предложен оригинальный метод создания с помощью алмазного резца параллельной периодической текстуры (с периодом до 5 мкм) на поверхности подложки, которая позволяет изготавливать тонкие магнитные пленки с пространственной модуляцией их профиля. Апробация метода позволила экспериментально установить, что с уменьшением периода текстуры  $l$  поле магнитной анизотропии  $H_k$ , связанное с текстурой поверхности подложки, растет как  $\sim 1/l$ , а частота естественного ФМР растет пропорционально  $\sqrt{H_k}$ . На основе теории Нетцельмана получены аналитические формулы для

расчета планарного и ортогонального поля магнитной анизотропии таких пленок, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

13. На основе модели баллистического осаждения и метода Монте-Карло разработана и зарегистрирована в Роспатенте программа для ЭВМ «FilmGrowthSim», которая позволяет моделировать процесс роста наклонно осажденных тонких пленок и изучать их морфологию и текстуру. На основе предложенного Беледжиа и Де Графом метода расчета усредненных по объему неоднородного ферромагнетика компонент тензора намагничивания реализован новый способ определения параметров магнитной анизотропии полученных моделированием тонкопленочных структур.

14. С помощью разработанных численных методов исследовано влияние нанотекстуры подложки на микроструктурные и магнитные свойства наклонно осажденных пленок. Установлено, что текстура с синусоидальным профилем и пространственным периодом 25 нм при определенных параметрах осаждения не только способствует зародышеобразованию и формированию сложной столбчатой микроструктуры, но и приводит к резкому росту величины поля магнитной анизотропии.

15. Предложена новая конструкция датчика магнитного поля, построенная на основе микрополоскового резонатора с нанокристаллической тонкой магнитной пленкой. С помощью экспериментальных измерений магнитных параметров нанокристаллических пермаллоевых пленок и теоретических оценок проведен анализ источников магнитного шума, ограничивающего предельную чувствительность датчика на их основе. Установлено, что основной вклад в уровень магнитных шумов вносит неоднородное распределение магнитных параметров по площади пленок, которое наиболее ярко проявляется на их краях.

16. Для повышения коэффициента преобразования и снижения уровня магнитных шумов в датчике магнитного поля было предложено использовать многослойную тонкопленочную структуру, состоящую из нанокристаллических тонких магнитных пленок, разделенных немагнитными прослойками. С помощью микромагнитного моделирования показано, что для устранения негативного влияния доменной страйп-структуры на параметры датчика толщина отдельных магнитных слоев такой структуры не должна превышать, а толщина немагнитных прослоек быть выше некоторых критических значений, зависящих от магнитных параметров нанокристаллических пленок. Установлено

оптимальное количество слоев структуры, обеспечивающее пятикратный рост коэффициента преобразования магнитного датчика.

17. На основе проведенных исследований был разработан и запатентован магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных полей, который отличается от известных решений простотой конструкции, малым размером и весом, небольшим энергопотреблением, надежностью, высокой чувствительностью, а также широким динамическим и частотным диапазоном измеряемых магнитных полей. В рамках комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства разработанный магнитометр был внедрен в производство на предприятии АО «НПП «Радиосвязь» (г. Красноярск).

**ПРИЛОЖЕНИЕ А. СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ  
ДИССЕРТАЦИИ**

**A.1 Статьи в рецензируемых научных журналах и изданиях из перечня ВАК**

- A1. Solovev P.N., Afonin A.O., Belyaev B.A., Boev N.M., Govorun I.V., Izotov A.V., Ugrymov A.V., Leksikov A.A. Second harmonic generation as a probe of parametric spin wave instability processes in thin magnetic films // *Phys. Rev. B.*, 2022, Vol. 106, P. 064406. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.064406>.
- A2. Izotov A.V., Belyaev B.A., Boev N.M., Burmitskikh A.V., Skomorokhov G.V., Zharkov S.M., Solovev P.N. Ferromagnetic resonance line broadening and shift effect in nanocrystalline thin magnetic films: Relation with crystalline and magnetic structure // *J. Alloy. Compd.*, 2022, Vol. 900, P. 163416. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.163416>.
- A3. Izotov A.V., Belyaev B.A., Boev N.M., Burmitskikh A.V., Leksikov A.A., Skomorokhov G.V., Solovev P.N. Tailoring the microwave properties of thin Permalloy films using a periodically grooved substrate // *Physica B.*, 2022, Vol. 629, P. 413654. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2021.413654>.
- A4. Solovev P.N., Afonin A.O., Belyaev B.A., Boev N.M., Govorun I.V., Izotov A.V., Ugrymov A.V., Leksikov A.A. Second harmonic generation in thin permalloy film // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2021, Vol. 54, № 42, P. 425002. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac1762>.
- A5. Solovev P.N., Izotov A.V., Belyaev B.A. Numerical study of structural and magnetic properties of thin films obliquely deposited on rippled substrates // *J. Phys.: Condens. Matter.*, 2021, Vol. 33, № 49, P. 495802. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/ac26fc>.
- A6. Belyaev B.A., Boev N.M., Izotov A.V., Solovev P.N. Domain structure and magnetization reversal in multilayer structures consisting of thin permalloy films separated with nonmagnetic interlayers // *Russ. Phys. J.*, 2021, Vol. 64, № 6, P. 1160–1167. <https://doi.org/10.1007/s11182-021-02436-w>.
- A7. Solovev P.N., Izotov A.V., Belyaev B.A., Boev N.M. Micromagnetic simulation of domain structure in thin permalloy films with in-plane and perpendicular anisotropy // *Physica B.*, 2021, Vol. 604, P. 412699. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2020.412699>.
- A8. Izotov A.V., Belyaev B.A., Solovev P.N., Boev N.M. Grain-size dependence of magnetic microstructure and high-frequency susceptibility of nanocrystalline thin films: A micromagnetic simulation study // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2021, Vol. 529, P. 167856. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.167856>.
- A9. Belyaev B.A., Boev N.M., Gorchakovskii A.A., Izotov A.V., Solovev P.N. Structure constant and grain size determination by ferromagnetic resonance in thin magnetic films // *Russ. Phys. J.*, 2021, Vol. 64, № 1, P. 1–8. <https://doi.org/10.1007/s11182-021-02293-7>.

- A10. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A., Solovev P.N., Tyurnev V.V. Theoretical study of the frequency multiplier based on irregular quarter-wavelength microstrip resonator with thin magnetic film // *Russ. Phys. J.*, 2021, Vol. 63, № 9, P. 1447–1460. <https://doi.org/10.1007/s11182-021-02191-y>.
- A11. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N., Boev N.M. Strain-gradient-induced unidirectional magnetic anisotropy in nanocrystalline thin permalloy films // *Phys. Status Solidi RRL.*, 2020, Vol. 14, № 1, P. 1900467. <https://doi.org/10.1002/pssr.201900467>.
- A12. Belyaev B.A., Izotov A.V., Skomorokhov G.V., Solovev P.N. Micromagnetic analysis of edge effects in a thin magnetic film during local excitation of magnetization oscillations // *Russ. Phys. J.*, 2020, Vol. 63, № 5, P. 837–843. <https://doi.org/10.1007/s11182-020-02106-3>.
- A13. Belyaev B.A., Boev N.M., Izotov A.V., Skomorokhov G.V., Solovev P.N. Magnetic properties of permalloy thin film edges // *Russ. Phys. J.*, 2020, Vol. 63, № 1, P. 16–22. <https://doi.org/10.1007/s11182-020-01997-6>.
- A14. Бурмитских А.В., Беляев Б.А., Изотов А.В., Боев Н.М., Клешина С.А., Горчаковский А.А. Определение мнимой части комплексной магнитной проницаемости тонких пленок с использованием резонансной и нерезонансной измерительных систем // *Успехи современной радиоэлектроники*, 2019, № 12, С. 30–34. <https://doi.org/10.18127/j20700784-201912-05>.
- A15. Клешина С.А., Бабицкий А.Н., Боев Н.М., Изотов А.В., Бурмитских А.В., Горчаковский А.А. Измерительный комплекс для проведения исследований магнитных характеристик тонких ферромагнитных пленок // *Успехи современной радиоэлектроники*, 2019, № 12, С. 66–70. <https://doi.org/10.18127/j20700784-201912-10>.
- A16. Belyaev B.A., Izotov A.V., Skomorokhov G.V., Solovev P.N. Experimental study of the magnetic characteristics of nanocrystalline thin films: The role of edge effects // *Mater. Res. Express.*, 2019, Vol. 6, № 11, P. 116105. <https://doi.org/10.1088/2053-1591/ab4456>.
- A17. Izotov A.V., Belyaev B.A., Solovev P.N., Boev N.M. Numerical calculation of high frequency magnetic susceptibility in thin nanocrystalline magnetic films // *Physica B.*, 2019, Vol. 556, P. 42–47. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2018.12.006>.
- A18. Izotov A.V., Belyaev B.A., Solovev P.N., Boev N.M. Two-magnon relaxation processes in nanocrystalline thin magnetic films // *Russ. Phys. J.*, 2019, Vol. 61, № 12, P. 2313–2320. <https://doi.org/10.1007/s11182-019-01673-4>.
- A19. Belyaev B.A., Boev N.M., Izotov A.V., Solovev P.N. Study of peculiarities of the microwave absorption spectrum of nanocrystalline thin magnetic films // *Russ. Phys. J.*, 2019, Vol. 61, № 10, P. 1798–1805. <https://doi.org/10.1007/s11182-019-01603-4>.
- A20. Belyaev B.A., Boev N.M., Izotov A.V., Solovyev P.N., Tyurnev V.V. Study of the weak field sensor on the resonant microstrip structure with a thin ferromagnetic film // *Russ. Phys. J.*, 2018, Vol. 61, № 8, P. 1367–1375. <https://doi.org/10.1007/s11182-018-1544-x>.
- A21. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N., Yakovlev I.A. Determination of magnetic anisotropies and miscut angles in epitaxial thin films on vicinal (111) substrate by the ferromag-

netic resonance // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2017, Vol. 440, P. 181–184.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.12.081>.

A22. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N. Numerical simulation of magnetic microstructure in nanocrystalline thin films with the random anisotropy // *J. Siberian Federal Univ. Math. Phys.*, 2017, Vol. 10, № 1, P. 132–135.  
<https://doi.org/10.17516/1997-1397-2017-10-1-132-135>.

A23. Solovev P.N., Izotov A.V., Belyaev B.A. Microstructural and magnetic properties of thin obliquely deposited films: A simulation approach // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2017, Vol. 429, P. 45–51. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.01.012>.

A24. Solovev P.N., Izotov A.V., Belyaev B.A. Micromagnetic simulation of magnetization reversal processes in thin obliquely deposited films // *J. Siberian Federal Univ. Math. Phys.*, 2016, Vol. 9, № 4, P. 524–527. <https://doi.org/10.17516/1997-1397-2016-9-4-524-527>.

A25. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М., Скоморохов Г.В., Изотов А.В., Галеев Р.Г. Магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных полей на резонансных микрополосковых преобразователях с тонкими магнитными пленками // *ПТЭ*, 2016, № 3, С. 96–104. <https://doi.org/10.1134/S0020441216030131>.

A26. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N. Growth simulation and structure analysis of obliquely deposited thin films // *Russ. Phys. J.*, 2016, Vol. 59, № 2, P. 301–307.  
<https://doi.org/10.1007/s11182-016-0771-2>.

A27. Беляев Б.А., Изотов А.В. Исследование методом ФМР анизотропных свойств эпитаксиальной пленки Fe<sub>3</sub>Si на вицинальной поверхности Si(111) // *Письма в ЖЭТФ*, 2016, Т. 103, № 1–2, С. 44–49. <https://doi.org/10.1134/S0021364016010033>.

A28. Беляев Б.А., Тюрнев В.В., Изотов А.В., Лексиков Ан.А. Исследование полей рассеяния периодической полосковой структуры из тонких магнитных пленок // *ФТТ*, 2016, Т. 58, № 1, С. 56–62. <https://doi.org/10.1134/S1063783416010054>.

A29. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N. Competing magnetic anisotropies in obliquely deposited thin permalloy film // *Physica B.*, 2016, Vol. 481, P. 86–90.  
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2015.10.036>.

A30. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Скоморохов Г.В., Изотов А.В., Галеев Р.Г. Магнитометр слабых полей на резонаторном микрополосковом преобразователе с тонкими магнитными пленками // *Письма в ЖТФ*, 2015, Т. 41, № 7, С. 36–44.  
<https://doi.org/10.1134/S1063785015040021>.

A31. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A., Serzhantov A.M., Lemberg K.V., Solovev P.N. Thin magnetic films with artificial texture on substrate: Microwave properties // *Solid State Phenomena*, 2014, Vol. 215, P. 233–236.  
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.215.233>.

A32. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N. The effect of oblique deposition with small incidence on magnetic properties of thin magnetic films // *Solid State Phenomena*, 2014, Vol. 215, P. 223–226. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.215.223>.

A33. Беляев Б.А., Изотов А.В. Микромагнитный расчет магнитостатических мод колебаний ортогонально намагниченного диска железо-иттриевого граната // ФТТ, 2013, Т. 55, № 12, С. 2370–2378. <https://doi.org/10.1134/S1063783413120068>.

A34. Изотов А.В., Беляев Б.А., Валиханов М.М., Поленга С.В., Стефанюк А.В. Алгоритм расчета равновесного состояния ферромагнетика на основе метода множителей Лагранжа // Вычислительные методы и программирование, 2012, Т. 13, № 4, С. 551–558.

A35. Izotov A.V., Belyaev B.A. A method for computing the microwave absorption spectrum in a discrete model of a ferromagnetic // Russ. Phys. J., 2011, Vol. 53, № 9, P. 900–905. <https://doi.org/10.1007/s11182-011-9508-4>.

A36. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А. Микромагнитный расчет равновесного распределения магнитных моментов тонких пленок // ФТТ, 2010, Т. 52, № 8, С. 1549–1556. <https://doi.org/10.1134/S1063783410080160>.

A37. Izotov A.V., Belyaev B.A., Leksikov A.A. A new approach to determination of equilibrium magnetization in magnetic nanostructures // J. Siberian Federal Univ. Math., 2010, Vol. 3, № 1, P. 64–69.

A38. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я., Скоморохов Г.В. Синтез и исследование магнитных характеристик нанокристаллических пленок кобальта // ФТТ, 2008, Т. 50, № 4, С. 650–656. <https://doi.org/10.1134/S1063783408040136>.

A39. Беляев Б.А., Изотов А.В. Исследование влияния упругих напряжений на анизотропию магнитных пленок методом ферромагнитного резонанса // ФТТ, 2007, Т. 49, № 9, С. 1651–1659. <https://doi.org/10.1134/S106378340709020X>.

A40. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A. Magnetic imaging in thin magnetic films by local spectrometer of ferromagnetic resonance // IEEE Sens. J., 2005, Vol. 5, № 2, P. 260–266. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2004.842293>.

A41. Беляев Б.А., Изотов А.В. Особенности ферромагнитного резонанса в анизотропных магнитных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента // Письма в ЖЭТФ, 2002, Т. 76, № 3, С. 209–213. <https://doi.org/10.1134/1.1514763>.

A42. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А. Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса для диагностики характеристик тонких магнитных пленок // Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 2001, Т. 67, № 9, С. 24–33.

A43. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. Особенность высокочастотной восприимчивости тонких магнитных пленок с одноосной анизотропией // Письма в ЖЭТФ, 2001, Т. 74, № 4, С. 248–252. <https://doi.org/10.1134/1.1413559>.

## **А.2 Патенты РФ**

A44. Патент РФ № RU2761319C1. Широкополосный высокочувствительный датчик переменных магнитных полей: заявл. 26.04.2021, опубл. 07.12.2021, Бюл. №34. / А.Н. Ба-

бицкий, Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, А.А. Горчаковский, С.А. Клешнина, А.В. Бурмитских, Д.А. Шабанов.

А45. Патент РФ № RU2758817С1. Датчик слабых магнитных полей на тонких магнитных пленках: заявл. 27.04.2021, опубл. 02.11.2021, Бюл. №31. / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, А.В. Бурмитских, С.А. Клешнина, А.А. Горчаковский, Д.А. Шабанов.

А46. Патент РФ № RU2747912С1. Широкополосный спектрометр ферромагнитного резонанса: заявл. 09.10.2020, опубл. 17.05.2021, Бюл. №14. / Б.А. Беляев, А.В. Бурмитских, А.В. Изотов, Н.М. Боев.

А47. Патент РФ № RU2747100С1. Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса: заявл. 07.07.2020, опубл. 26.04.2021, Бюл. №12. / Б.А. Беляев, А.А. Горчаковский, Н.М. Боев, А.В. Изотов, Д.А. Шабанов.

А48. Патент РФ № RU2715082С1. СВЧ-головка сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса: заявл. 29.03.2019, опубл. 25.02.2020, Бюл. №6. / Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, Г.В. Скоморохов, И.В. Подшивалов.

А49. Патент РФ № RU2712926С1. Тонкопленочный магнитометр слабых магнитных полей: заявл. 22.04.2019, опубл. 03.02.2020, Бюл. №4. / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, А.В. Бурмитских, С.А. Клешнина.

А50. Патент РФ № RU2682076С1. Датчик слабых магнитных полей: заявл. 28.04.2018, опубл. 14.03.2019, Бюл. №8. / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, А.В. Бурмитских.

А51. Патент РФ № RU162093U1, МПК G01N 3/20. Устройство для создания упругих напряжений в тонких пленках: заявл. 01.12.2015, опубл. 27.05.2016, Бюл. № 15. / Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.Г. Владимиров, А.В. Изотов.

### **А.3 Свидетельства о регистрации в Роспатенте программ для ЭВМ**

А52. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2020660060 от 26.08.2020. Программа управления измерительной системой, предназначенной для получения спектров поглощения тонких магнитных пленок: заявл. 27.07.2020, опубл. 26.08.2020 / А.В. Бурмитских, А.В. Изотов.

А53. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016663586 от 13.12.2016. Программа моделирования процессов осаждения тонких пленок и анализа их структурных и магнитных характеристик «FilmGrowthSim»: заявл. 25.10.2016, опубл. 10.01.2017 / П.Н. Соловьев, А.В. Изотов, Б.А. Беляев.

А54. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015660637 от 05.10.2015. Программа моделирования осаждения тонкопленочных структур «МС Film Deposition»: заявл. 07.08.2015, опубл. 20.11.2015 / П.Н. Соловьев, Б.А. Беляев, А.В. Изотов.

A55. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014662348 от 27.11.2014. Программа определения параметров магнитной анизотропии тонких магнитных пленок методом ферромагнитного резонанса «FMR-analysis»: заявл. 07.10.2014, опубл. 20.12.2014 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.

A56. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013610706 от 09.01.2013. Программа расчета доменной структуры, процессов перемагничивания и спектра спинволнового поглощения многослойных нано- и гетероструктур «MultiLayers 2»: заявл. 06.11.2012, опубл. 09.01.2013 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.

A57. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012611003 от 24.01.2012. Программа управления сканирующим спектрометром ферромагнитного резонанса и обработки экспериментально полученных спектров «FMR-scan»: заявл. 25.11.2011, опубл. 24.01.2012 / Б.А. Беляев, И.В. Подшивалов, А.В. Изотов.

A58. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011610863 от 20.01.2011. Программа расчета доменной структуры, процессов перемагничивания и спектра спинволнового поглощения многослойных нано- и гетероструктур «MultiLayers»: заявл. 26.11.2010, опубл. 20.01.2011 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.

A59. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2009616881 от 11.12.2009. Программа определения магнитных параметров тонкопленочных образцов методом ферромагнитного резонанса «FMR-extractor»: заявл. 12.10.2009, опубл. 11.12.2009 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.

A60. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2009616882 от 11.12.2009. Система для микромагнитного моделирования доменной структуры и процессов перемагничивания тонкопленочных образцов «HistMag»: заявл. 12.10.2009, опубл. 11.12.2009 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.

## ПРИЛОЖЕНИЕ Б. РАЗЛОЖЕНИЕ ЭНЕРГИИ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ТОНКОЙ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ

### Б.1 Энергия магнитной анизотропии тонкой монокристаллической пленки кубической сингонии

Приведем выражение для плотности энергии магнитной анизотропии  $F^a$  для эпитаксиальных пленок кубической симметрии. При этом помимо энергии магнитокристаллической анизотропии  $F^{mc}$  также учтем часть дополнительных членов энергии, ответственных за анизотропию формы пленки (раздел 1.1.1), однонаправленную анизотропию с константой  $K_1$ , а также одноосную перпендикулярную  $K_{\perp}$  и планарную  $K_2$  магнитную анизотропию, обнаруживаемых в экспериментальных образцах (раздел 2.3.1). В системе координат  $xuz$ , где ось  $z$  совпадает с нормалью к плоскости образца, угол  $\theta$  обозначает полярный угол между намагниченностью и осью  $z$ , а  $\varphi$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  описывают измеренные относительно оси  $x$  азимутальные углы намагниченности, однонаправленной и одноосной магнитной анизотропии, выражение для  $F^a$  будет иметь следующий вид

$$F^a = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta - K_{\perp} \cos^2 \theta - K_1 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_1) - K_2 \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \varphi_2) + F^{mc}. \quad (\text{Б.1})$$

С точностью до членов, не зависящих от направления магнитного момента, данное выражение удобно записать в виде

$$F^a = (2\pi M_s^2 - K_{\perp} + \frac{K_2}{2}) \cos^2 \theta - K_1 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_1) - \frac{K_2}{2} \sin^2 \theta \cos 2(\varphi - \varphi_2) + F^{mc}. \quad (\text{Б.2})$$

Для кристаллов кубической сингонии энергию магнитной анизотропии  $F^{mc}$  можно представить как функцию направляющих косинусов  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  относительно осей четвертого порядка [100], [010], [001]. Наиболее употребительная форма  $F^{mc}$  имеет вид

$$F^{mc}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = K_0 + K_4 \cdot s + K_6 \cdot p + K_8 \cdot s^2 + K_{10} \cdot s \cdot p + \dots, \quad (\text{Б.3})$$

где  $s = \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2$ ,  $p = \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2$ , а  $K_n$  – константы кубической анизотропии. Следует отметить, что для обозначения констант  $K_4$ ,  $K_6$ ,  $K_8$ ,  $K_{10}$ , ... для удобства использовались индексы, отвечающие порядку (степени) анизотропии. В то время как

большинство других авторов используют другую индексацию –  $K_1, K_2, K_3, K_4, \dots$ . Константа  $K_0$  отвечает за изотропный вклад, и ее можно опустить.

### Б.1.1 Монокристалл с (001) – ориентацией

Для (001) ориентированных эпитаксиальных пленок ось  $z$  совпадает с направлением [001] кристалла. Если ось [100] кристалла повернута на угол  $\varphi_4$  относительно оси  $x$  координатной системы, то направляющие косинусы вектора  $\mathbf{M}$  определяются как  $\alpha_1 = \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_4)$ ,  $\alpha_2 = \sin\theta \sin(\varphi - \varphi_4)$ ,  $\alpha_3 = \cos\theta$ , при этом

$$\begin{aligned} s &= \sin^2\theta - \frac{7}{8}\sin^4\theta - \frac{1}{8}\sin^4\theta \cdot \cos 4(\varphi - \varphi_4), \\ p &= \frac{1}{8}\cos^2\theta \sin^4\theta - \frac{1}{8}\cos^2\theta \sin^4\theta \cdot \cos 4(\varphi - \varphi_4). \end{aligned} \quad (\text{Б.4})$$

Если ограничиться только первыми четырьмя константами кубической анизотропии, выражение (Б.3) можно представить в виде разложения в ряд Фурье

$$\begin{aligned} F^a(A_m, \varphi_m) &= A_0(\theta) + A_1(\theta)\cos(\varphi - \varphi_1) + A_2(\theta)\cos 2(\varphi - \varphi_2) + \\ &+ A_4(\theta)\cos 4(\varphi - \varphi_4) + A_8(\theta)\cos 8(\varphi - \varphi_4) \end{aligned} \quad (\text{Б.5})$$

где входящие в сумму множители  $A_m(\theta)$ , а также их вторые производные для планарного расположения намагниченности  $\mathbf{M}$  ( $\theta = \pi/2$ ) равны

$A_0 = \frac{K_4}{8} + \frac{3K_8}{128},$	$A_0'' = 4\pi M_s^2 - 2K_{\perp} + K_2 + \frac{3K_4}{2} + \frac{K_6}{4} + \frac{5K_8}{16} + \frac{3K_{10}}{64},$
$A_1 = -K_1,$	$A_1'' = K_1,$
$A_2 = -\frac{K_2}{2},$	$A_2'' = K_2,$
$A_4 = -\frac{K_4}{8} - \frac{K_8}{32},$	$A_4'' = \frac{K_4}{2} - \frac{K_6}{4} - \frac{K_8}{4} - \frac{K_{10}}{16},$
$A_8 = \frac{K_8}{128},$	$A_8'' = -\frac{K_8}{16} + \frac{K_{10}}{64}.$

В то же время  $A_m'(\pi/2) = 0$  для всех  $m$ .

### Б.1.2 Монокристалл с (011) – ориентацией

Если плоскость пленки совпадает с плоскостью (011) монокристалла, преобразование системы координат  $\{[100],[010],[001]\}$  к  $\{[100],[01\bar{1}],[011]\}$  приводит к следующим выражениям [75]

$$s = \frac{1}{4} \left( 1 - \sin^2 \theta + \frac{7}{8} \sin^4 \theta \right) + \left( \frac{3}{4} \sin^2 \theta - \frac{7}{8} \sin^4 \theta \right) \cdot \cos 2(\varphi - \varphi_4) - \frac{3}{32} \sin^4 \theta \cdot \cos 4(\varphi - \varphi_4),$$

$$p = \frac{1}{64} \left( 1 - 7 \cos^2 \theta + 19 \cos^4 \theta - 13 \cos^6 \theta \right) + \frac{1}{8} \left( \cos^4 \theta - \frac{1}{16} \sin^4 \theta \right) \sin^2 \theta \cdot \cos 2(\varphi - \varphi_4) + \quad (Б.6)$$

$$+ \frac{1}{64} \left( 4 - 5 \sin^2 \theta \right) \sin^4 \theta \cdot \cos 4(\varphi - \varphi_4) + \frac{1}{128} \sin^6 \theta \cdot \cos 6(\varphi - \varphi_4).$$

При этом выражение (Б.3) для первых четырех членов ряда в форме разложения в ряд Фурье будет иметь вид

$$F^a(A_m, \varphi_m) = A_0(\theta) + A_1(\theta) \cos(\varphi - \varphi_1) + A_2^*(\theta) \cos 2(\varphi - \varphi_2) + A_2(\theta) \cos 2(\varphi - \varphi_4) + \quad (Б.7)$$

$$+ A_4(\theta) \cos 4(\varphi - \varphi_4) + A_6(\theta) \cos 6(\varphi - \varphi_4) + A_8(\theta) \cos 8(\varphi - \varphi_4) + A_{10}(\theta) \cos 10(\varphi - \varphi_4).$$

Здесь так же, как и для (001) – ориентации, все  $A'_m(\pi/2)$  равны нулю, а  $A_m(\pi/2)$  и  $A''_m(\pi/2)$  определяются следующими выражениями

$A_0 = \frac{7K_4}{32} + \frac{K_6}{64} + \frac{123K_8}{2048} + \frac{19K_{10}}{4096},$	$A''_0 = 4\pi M_s^2 - 2K_{\perp} + K_2 -$ $-\frac{3K_4}{8} - \frac{7K_6}{32} - \frac{115K_8}{256} - \frac{159K_{10}}{2048},$
$A_1 = -K_1,$	$A''_1 = K_1,$
$A_2^* = -\frac{K_2}{2},$	$A''_2^* = K_2,$
$A_2 = -\frac{K_4}{8} - \frac{K_6}{128} - \frac{11K_8}{256} - \frac{11K_{10}}{4096},$	$A''_2 = 2K_4 + \frac{3K_6}{64} + \frac{47K_8}{64} + \frac{87K_{10}}{2048},$
$A_4 = -\frac{3K_4}{32} - \frac{K_6}{64} - \frac{17K_8}{512} - \frac{5K_{10}}{1024},$	$A''_4 = \frac{3K_4}{8} + \frac{7K_6}{32} - \frac{K_8}{64} + \frac{41K_{10}}{512},$
$A_6 = \frac{K_6}{128} + \frac{3K_8}{256} + \frac{25K_{10}}{8192},$	$A''_6 = -\frac{3K_6}{64} - \frac{15K_8}{64} - \frac{189K_{10}}{4096},$
$A_8 = \frac{9K_8}{2048} + \frac{K_{10}}{4096},$	$A''_8 = -\frac{9K_8}{256} - \frac{5K_{10}}{2048},$
$A_{10} = -\frac{3K_{10}}{8192},$	$A''_{10} = \frac{15K_{10}}{4096}.$

### Б.1.3 Монокристалл с (111) – ориентацией

Для (111) ориентированных эпитаксиальных пленок кубической симметрии преобразование системы координат  $\{[100],[010],[001]\}$  к  $\{[1\bar{1}0],[11\bar{2}],[111]\}$  приводит к следующим выражениям [75]

$$\begin{aligned}
 s &= \frac{1}{3}\cos^4\theta + \frac{1}{4}\sin^4\theta - \frac{\sqrt{2}}{3}\sin^3\theta\cos\theta \cdot \sin 3(\varphi - \varphi_4), \\
 p &= \frac{2}{9}\cos^6\theta - \frac{1}{4}\cos^4\theta + \frac{1}{18}\cos^2\theta + 1/108 + \\
 &+ \frac{\sqrt{2}}{27}\left(1 - \frac{5}{2}\sin^2\theta\right)\cos\theta\sin^3\theta \cdot \sin 3(\varphi - \varphi_4) - \frac{1}{108}\sin^6\theta \cdot \cos 6(\varphi - \varphi_4).
 \end{aligned}
 \tag{Б.8}$$

Выражение (Б.3) будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 F^a(A_m, \varphi_m) &= A_0(\theta) + A_1(\theta)\cos(\varphi - \varphi_1) + A_2(\theta)\cos 2(\varphi - \varphi_2) + \\
 &+ A_3(\theta)\cos 3(\varphi - (\varphi_4 + \pi/6)) + A_6(\theta)\cos 6(\varphi - \varphi_4) + A_9(\theta)\cos 9(\varphi - (\varphi_4 + \pi/18)).
 \end{aligned}
 \tag{Б.9}$$

Все входящие в выражение (Б.9) множители  $A_m(\theta)$ , а также их производные для планарного расположения намагниченности определяются как

$A_0 = \frac{K_4}{4} + \frac{K_6}{108} + \frac{K_8}{16} + \frac{K_{10}}{432},$	$A'_0 = 0,$	$A''_0 = 4\pi M_s^2 - 2K_{\perp} + K_2 -$ $- K_4 + \frac{K_6}{9} - \frac{5K_8}{18} + \frac{K_{10}}{18},$
$A_1 = -K_1,$	$A'_1 = 0,$	$A''_1 = K_1,$
$A_2 = -\frac{K_2}{2},$	$A'_2 = 0,$	$A''_2 = K_2,$
$A_3 = 0,$	$A'_3 = \frac{\sqrt{2}}{3}\left(K_4 + \frac{K_6}{6} + \frac{K_8}{2} + \frac{K_{10}}{18}\right),$	$A''_3 = 0,$
$A_6 = -\frac{K_6}{108} - \frac{K_{10}}{432},$	$A'_6 = 0,$	$A''_6 = \frac{K_6}{18} - \frac{2K_8}{9} - \frac{K_{10}}{72},$
$A_9 = 0,$	$A'_9 = -\frac{\sqrt{2}}{3} \frac{K_{10}}{216},$	$A''_9 = 0.$

**СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ**

2D-БПФ	– двумерное быстрое преобразование Фурье;
БПФ	– быстрое преобразование Фурье;
ГЦК	– гранецентрированная кубическая;
ЖИГ	– железиттриевый гранат;
КМОП	– комплементарная структура металл-оксид-полупроводник;
МПР	– микрополосковый резонатор;
ОЛН	– ось легкого намагничивания;
ОТН	– ось трудного намагничивания;
ПЭМ	– просвечивающая электронная микроскопия;
ПЭМВР	– просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения;
СВЧ	– сверхвысокая частота;
СКВИД	– сверхпроводящий квантовый интерференционный датчик;
ТМП	– тонкая магнитная пленка;
ФМР	– ферромагнитный резонанс;
ЭВМ	– электронная вычислительная машина;
ЭДС	– энергодисперсионный спектрометр;
MPI	– message passing interface;
RAM	– random anisotropy model;
VNA	– vector network analyzer.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Andrews, J.G. What will 5G be? / J.G. Andrews, S. Buzzi, W. Choi, S.V. Hanly, A. Lozano, A.C.K. Soong, J.C. Zhang // *IEEE J. Select. Areas Commun.* – 2014. – Vol. 32, № 6. – P. 1065–1082.
2. Acher, O. Modern microwave magnetic materials: Recent advances and trends / O. Acher // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – Vol. 321, № 14. – P. 2033–2034.
3. Raveendran, A. Applications of microwave materials: A review / A. Raveendran, M.T. Sebastian, S. Raman // *J. Electron. Mater.* – 2019. – Vol. 48, № 5. – P. 2601–2634.
4. Harris, V.G. Microwave magnetic materials / V.G. Harris // *Handbook of Magnetic Materials.* – Elsevier, 2012. – Vol. 20. – P. 1–63.
5. Seet, H.L. Development of high permeability nanocrystalline permalloy by electrodeposition / H.L. Seet, X.P. Li, Z.J. Zhao, Y.K. Kong, H.M. Zheng, W.C. Ng // *J. Appl. Phys.* – 2005. – Vol. 97, № 10. – P. 10N304.
6. Yoshizawa, Y. New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure / Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi // *J. Appl. Phys.* – 1988. – Vol. 64, № 10. – P. 6044–6046.
7. Lee, H. Ultra-soft magnetic properties in nanocrystalline Fe<sub>81</sub>B<sub>11</sub>Nb<sub>7</sub>Cu<sub>1</sub> alloy / H. Lee, K.-J. Lee, Y.-K. Kim, K. Kim, S.-C. Yu // *J. Alloy. Compd.* – 2001. – Vol. 326, № 1–2. – P. 313–316.
8. Suzuki, K. High saturation magnetization and soft magnetic properties of bcc Fe-Zr-B alloys with ultrafine grain structure / K. Suzuki, N. Kataoka, A. Inoue, A. Makino, T. Masumoto // *Mater. Trans., JIM.* – 1990. – Vol. 31, № 8. – P. 743–746.
9. Herzer, G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials / G. Herzer // *Acta Mater.* – 2013. – Vol. 61, № 3. – P. 718–734.
10. Fergen, I. Soft ferromagnetic thin films for high frequency applications / I. Fergen, K. Seemann, A. v. d. Weth, A. Schüppen // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – Vols. 242–245 – P. 146–151.
11. Choi, S.M. Effects of lateral dimensions of the magnetic thin films on the characteristics of thin-film type orthogonal fluxgate sensors / S.M. Choi, T. Lee, C.-S. Yang, K.-H. Shin, S.H. Lim // *Thin Solid Films.* – 2014. – Vol. 565 – P. 271–276.
12. Deak, J. Delta-sigma digital magnetometer utilizing bistable spin-dependent-tunneling magnetic sensors / J. Deak, A. Jander, E. Lange, S. Mundon, D. Brownell, L. Tran // *J. Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 99, № 8. – P. 08B320.
13. Babitskii, A.N. A weak-field magnetometer based on a resonator microstrip transducer with thin magnetic films / A.N. Babitskii, B.A. Belyaev, G.V. Skomorokhov, A.V. Izotov, R.G. Galeev // *Tech. Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 41, № 4. – P. 324–327.

14. Uetake, H. Highly sensitive coplanar line thin-film sensor using SrTiO film / H. Uetake, T. Kawakami, S. Yabukami, T. Ozawa, N. Kobayashi, K.I. Arai // *IEEE Trans. Magn.* – 2014. – Vol. 50, № 11. – P. 1–4.
15. Лагарьков, А.Н. Свойства слоистых структур на основе тонких ферромагнитных пленок / А.Н. Лагарьков, С.А. Маклаков, А.В. Осипов, Д.А. Петров, К.Н. Розанов, И.А. Рыжиков, М.В. Седова, С.Н. Старостенко, И.Т. Якубов // *Радиотехника и электроника.* – 2009. – Т. 54, № 5. – С. 625–633.
16. Lagarkov, A.N. High-frequency behavior of magnetic composites / A.N. Lagarkov, K.N. Rozanov // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – Vol. 321, № 14. – P. 2082–2092.
17. Acher, O. Bounds on the dynamic properties of magnetic materials / O. Acher, A.L. Adenot // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 62, № 17. – P. 11324–11327.
18. Shukla, S. Magnetic nanostructures: Synthesis, properties, and applications / S. Shukla, P.K. Deheri, R.V. Ramanujan // *Springer Handbook of Nanomaterials* / ed. R. Vajtai. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013. – Magnetic Nanostructures. – P. 473–514.
19. Мушников, Н.В. Нанокристаллические магнитные материалы / Н.В. Мушников, А.Г. Попов, А.П. Потапов, В.А. Лукшина // *Физика магнитных материалов и наноструктур* / ред. В.В. Устинов, Н.В. Мушников, В.Ю. Ирхин. – Екатеринбург: Институт физики металлов имени М. Н. Михеева УрО РАН, 2020. – С. 107–170.
20. Li, F.C. Amorphous–nanocrystalline alloys: fabrication, properties, and applications / F.C. Li, T. Liu, J.Y. Zhang, S. Shuang, Q. Wang, A.D. Wang, J.G. Wang, Y. Yang // *Mater. Today Adv.* – 2019. – Vol. 4 – P. 100027.
21. Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А.Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – 592 с.
22. Аркадьев, В.К. Электромагнитные процессы в металлах: часть II / В.К. Аркадьев. – ОНТИ, 1936. – 304 с.
23. Griffiths, J.H.E. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals / J.H.E. Griffiths // *Nature.* – 1946. – Vol. 158, № 4019. – P. 670–671.
24. Bloch, F. Zur theorie des ferromagnetismus / F. Bloch // *Z. Physik.* – 1930. – Vol. 61, № 3–4. – P. 206–219.
25. Pirro, P. Advances in coherent magnonics / P. Pirro, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands // *Nat. Rev. Mater.* – 2021. – Vol. 6, № 12. – P. 1114–1135.
26. Csaba, G. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing / G. Csaba, Á. Papp, W. Porod // *Phys. Lett. A.* – 2017. – Vol. 381, № 17. – P. 1471–1476.
27. Riet, E. van de. Ferromagnetic resonance and eddy currents in high-permeable thin films / E. van de Riet, F. Roozeboom // *J. Appl. Phys.* – 1997. – Vol. 81, № 1. – P. 350–354.

28. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – 661 с.
29. Landau, L. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies / L. Landau, E. Lifshitz // *Perspectives in Theoretical Physics*. – Elsevier, 1992. – P. 51–65.
30. Gilbert, T.L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials / T.L. Gilbert // *IEEE Trans. Magn.* – 2004. – Vol. 40, № 6. – P. 3443–3449.
31. Skrotskiĭ, G.V. The Landau-Lifshitz equation revisited / G.V. Skrotskiĭ // *Sov. Phys. Usp.* – 1984. – Vol. 27, № 12. – P. 977–979.
32. Kittel, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption / C. Kittel // *Phys. Rev.* – 1948. – Vol. 73, № 2. – P. 155–161.
33. Розанов, К.Н. Частотно-зависимые магнитные и диэлектрические свойства композитных материалов для широкополосных СВЧ применений : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.11 / К.Н. Розанов. – Москва: МГУ им. Ломоносова, 2018. – 326 с.
34. Lagarkov, A.N. Microwave permeability of magnetic films / A.N. Lagarkov, K.N. Rozanov, N.A. Simonov, S.N. Starostenko // *Handbook of Advanced Magnetic Materials* / eds. Y. Liu, D.J. Sellmyer, D. Shindo. – Boston, MA: Springer US, 2006. – P. 1742–1773.
35. Kneller, E. Ferromagnetismus: Mit einem Beitrag Quantentheorie und Elektronentheorie des Ferromagnetismus. Ferromagnetismus / E. Kneller, A. Seeger, H. Kronmüller. – 1962.
36. Roy, S. Nanostructured magnetic materials for high-frequency applications / S. Roy, J. Godsell, T. Maity // *Beyond-CMOS Nanodevices 1* / ed. F. Balestra. – Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2014. – P. 457–483.
37. Korenivski, V. GHz magnetic film inductors / V. Korenivski // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – Vols. 215–216 – P. 800–806.
38. Manhas, A. Progress in ferrites materials: The past, present, future and their applications / A. Manhas, M. Singh, M.I. Hussain, Y. Javed, S.K. Sharma // *Spinel Nanoferrites : Topics in Mining, Metallurgy and Materials Engineering* / ed. S.K. Sharma. – Cham: Springer International Publishing, 2021. – Progress in Ferrites Materials. – P. 1–40.
39. Pardavi-Horvath, M. Microwave applications of soft ferrites / M. Pardavi-Horvath // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – Vols. 215–216 – P. 171–183.
40. West, R.G. Magnetic properties of dense Lithium ferrites / R.G. West, A.C. Blankenship // *J. Am. Ceram. Soc.* – 1967. – Vol. 50, № 7. – P. 343–349.
41. Smit, J. Ferrites, Philips' technical library / J. Smit, H.P.J. Wijn. – Eindhoven, Netherlands, 1959. – 369 p.
42. LeCraw, R.C. Ferromagnetic resonance line width in Yttrium Iron Garnet single crystals / R.C. LeCraw, E.G. Spencer, C.S. Porter // *Phys. Rev.* – 1958. – Vol. 110, № 6. – P. 1311–1313.

43. Gonchar, A. Problems of increasing of thermostability of highly permeable Ni–Zn ferrites and relative materials for telecommunications / A. Gonchar, V. Andreev, L. Letyuk, A. Shishkanov, V. Maiorov // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – Vols. 254–255 – P. 544–546.
44. Recent advances in processing and applications of microwave ferrites / V.G. Harris, A. Geiler, Y. Chen, S.D. Yoon, M. Wu, A. Yang, Z. Chen, P. He, P.V. Parimi, X. Zuo, [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – Vol. 321, № 14. – P. 2035–2047.
45. Nanoscale magnetic materials and applications / eds. J.P. Liu, E. Fullerton, O. Gutfleisch, D.J. Sellmyer. – Boston, MA: Springer US, 2009.
46. Herzer, G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets / G. Herzer // *IEEE Trans. Magn.* – 1990. – Vol. 26, № 5. – P. 1397–1402.
47. Alben, R. Random anisotropy in amorphous ferromagnets / R. Alben, J.J. Becker, M.C. Chi // *J. Appl. Phys.* – 1978. – Vol. 49, № 3. – P. 1653–1658.
48. Herzer, G. Nanocrystalline soft magnetic materials / G. Herzer // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – Vols. 157–158 – P. 133–136.
49. Herzer, G. Anisotropies in soft magnetic nanocrystalline alloys / G. Herzer // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2005. – Vol. 294, № 2. – P. 99–106.
50. Беляев, Б.А. Микромагнитное моделирование и численный анализ процессов перемагничивания магнитомягких нанокристаллических материалов / Б.А. Беляев, А.В. Изотов // *Известия ВУЗов. Физика.* – 2012. – Т. 55, № 8–2. – С. 183–185.
51. Suzuki, K. Processing and modeling of novel nanocrystalline soft magnetic materials / K. Suzuki // *Handbook of Advanced Magnetic Materials* / eds. Y. Liu, D.J. Sellmyer, D. Shindo. – Boston, MA: Springer US, 2006. – P. 339–373.
52. Petzold, J. Advantages of softmagnetic nanocrystalline materials for modern electronic applications / J. Petzold // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – Vols. 242–245 – P. 84–89.
53. McHenry, M.E. Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets / M.E. McHenry, M.A. Willard, D.E. Laughlin // *Prog. Mater. Sci.* – 1999. – Vol. 44, № 4. – P. 291–433.
54. Yamaguchi, M. Soft magnetic materials application in the RF range / M. Yamaguchi, K. Hyeon Kim, S. Ikeda // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – Vol. 304, № 2. – P. 208–213.
55. Klemmer, T.J. Ultrahigh frequency permeability of sputtered Fe–Co–B thin films / T.J. Klemmer, K.A. Ellis, L.H. Chen, B. van Dover, S. Jin // *J. Appl. Phys.* – 2000. – Vol. 87, № 2. – P. 830–833.
56. Lou, J. Soft magnetism, magnetostriction, and microwave properties of FeGaB thin films / J. Lou, R.E. Insignares, Z. Cai, K.S. Ziemer, M. Liu, N.X. Sun // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91, № 18. – P. 182504.

57. Cronin, D. Soft magnetic nanocomposite CoZrTaB–SiO<sub>2</sub> thin films for high-frequency applications / D. Cronin, D. Lordan, G. Wei, P. McCloskey, C.O. Mathúna, A. Masood // *J. Appl. Phys.* – 2020. – Vol. 127, № 24. – P. 243903.
58. Kataoka, N. High frequency permeability of nanocrystalline Fe–Cu–Nb–Si–B single and multilayer films / N. Kataoka, T. Shima, H. Fujimori // *J. Appl. Phys.* – 1991. – Vol. 70, № 10. – P. 6238–6240.
59. Ikeda, K. Multilayer nanogranular magnetic thin films for GHz applications / K. Ikeda, K. Kobayashi, M. Fujimoto // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 92, № 9. – P. 5395–5400.
60. Fiorillo, F. Soft magnetic materials / F. Fiorillo, G. Bertotti, C. Appino, M. Pasquale // *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering.* – Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1999. – P. 1–42.
61. Azuma, D. Magnetic materials / D. Azuma // *Wide Bandgap Power Semiconductor Packaging.* – Elsevier, 2018. – P. 97–107.
62. Belyaev, B.A. Magnetic imaging in thin magnetic films by local spectrometer of ferromagnetic resonance / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, A.A. Leksikov // *IEEE Sens. J.* – 2005. – Vol. 5, № 2. – P. 260–266.
63. Беляев, Б.А. Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса для диагностики характеристик тонких магнитных пленок / Б.А. Беляев, А.В. Изотов, А.А. Лексиков // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов.* – 2001. – Т. 67, № 9. – С. 24–33.
64. Беляев, Б.А. Синтез и исследование магнитных характеристик нанокристаллических пленок кобальта / Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов, Г.В. Скоморохов // *ФТТ.* – 2008. – Т. 50, № 4. – С. 650–656.
65. Патент РФ № RU2747100C1. Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса: заявл. 07.07.2020, опубл. 26.04.2021, Бюл. №12. / Б.А. Беляев, А.А. Горчаковский, Н.М. Боев, А.В. Изотов, Д.А. Шабанов.
66. Патент РФ № RU2715082C1. СВЧ-головка сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса: заявл. 29.03.2019, опубл. 25.02.2020, Бюл. №6. / Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, Г.В. Скоморохов, И.В. Подшивалов.
67. Патент РФ № RU2691996C1. Чувствительный элемент сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса: заявл. 28.08.2018, опубл. 19.06.2019, Бюл. №17. / Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов.
68. Патент РФ № RU2707421C1. Чувствительный элемент сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса с частотной подстройкой: заявл. 29.03.2019, опубл. 26.11.2019, Бюл. №33. / Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, Г.В. Скоморохов, И.В. Подшивалов.
69. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012611003 от 24.01.2012. Программа управления сканирующим спектрометром ферромагнитного резонанса и обработки экспериментально полученных спектров

«FMR-scan»: заявл. 25.11.2011, опубл. 24.01.2012 / Б.А. Беляев, И.В. Подшивалов, А.В. Изотов.

70. Изотов, А.В. Исследование восприимчивости и магнитных неоднородностей тонких пленок методом ферромагнитного резонанса : дис. ... канд. физ-мат. наук : 01.04.11 / А.В. Изотов. – Красноярск: Институт Физики им. Киренского СО РАН, 2003. – 124 с.

71. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2009616881 от 11.12.2009. Программа определения магнитных параметров тонкопленочных образцов методом ферромагнитного резонанса «FMR-extractor»: заявл. 12.10.2009, опубл. 11.12.2009 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.

72. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014662348 от 27.11.2014. Программа определения параметров магнитной анизотропии тонких магнитных пленок методом ферромагнитного резонанса «FMR-analysis»: заявл. 07.10.2014, опубл. 20.12.2014 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.

73. Патент РФ № RU2747912С1. Широкополосный спектрометр ферромагнитного резонанса: заявл. 09.10.2020, опубл. 17.05.2021, Бюл. №14. / Б.А. Беляев, А.В. Бурмитских, А.В. Изотов, Н.М. Боев.

74. Pain, D. An improved permeameter for thin film measurements up to 6 GHz / D. Pain, M. Ledieu, O. Acher, A.L. Adenot, F. Duverger // J. Appl. Phys. – 1999. – Vol. 85, № 8. – P. 5151–5153.

75. Lindner, J. Magnetic anisotropy of heterostructures / J. Lindner, M. Farle // Magnetic Heterostructures : Springer Tracts in Modern Physics / eds. H. Zabel, S.D. Bader. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008. – Vol. 227. – P. 45–96.

76. Bader, S.D. SMOKE / S.D. Bader // J. Magn. Magn. Mater. – 1991. – Vol. 100, № 1–3. – P. 440–454.

77. Accurate measurement of the in-plane magnetic anisotropy energy function  $E_a(\Theta)$  in ultrathin films by magneto-optics / D. Berling, S. Zabrocki, R. Stephan, G. Garreau, J.L. Bumbendorff, A. Mehdaoui, D. Bolmont, P. Wetzel, C. Pirri, G. Gewinner // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – Vol. 297, № 2. – P. 118–140.

78. Demokritov, S.O. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement / S.O. Demokritov, B. Hillebrands, A.N. Slavin // Phys. Rep. – 2001. – Vol. 348, № 6. – P. 441–489.

79. Farle, M. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers / M. Farle // Rep. Prog. Phys. – 1998. – Vol. 61, № 7. – P. 755–826.

80. Heinrich, B. Radio frequency techniques / B. Heinrich // Ultrathin Magnetic Structures II / eds. B. Heinrich, J.A.C. Bland. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1994. – P. 195–296.

81. Гуревич, А.Г. Магнитные колебания и волны / А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
82. Smit, J. Ferromagnetic resonance absorption in BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>, a highly anisotropic crystal / J. Smit, H. Beljers // Philips Research Reports. – 1955. – Vol. 10 – P. 113–130.
83. Suhl, H. Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles / H. Suhl // Phys. Rev. – 1955. – Vol. 97, № 2. – P. 555–557.
84. Manuilov, S.A. Pulsed laser deposited Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> films: Nature of magnetic anisotropy I / S.A. Manuilov, S.I. Khartsev, A.M. Grishin // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 106, № 12. – P. 123917.
85. Кобелев, А.В. Определение магнитных параметров пленок методом ФМР: численное моделирование угловой зависимости резонансного поля / А.В. Кобелев, М.В. Перепелкина, А.А. Романюха, А.П. Степанов, В.В. Устинов, В.А. Матвеев, В.Г. Таширов // ЖТФ. – 1990. – Т. 60, № 5. – С. 117–123.
86. He, Y.Q. Determination of magnetic anisotropy constants for garnet films from angular dependence of FMR / Y.Q. He, P.E. Wigen // J. Magn. Magn. Mater. – 1985. – Vol. 53, № 1–2. – P. 115–120.
87. Skomski, R. Simple models of magnetism / R. Skomski. – Oxford University Press, 2008.
88. Johansson, B. Theory of magnetocrystalline anisotropy and magnetoelasticity in 4f and 5f metals / B. Johansson, M.S.S. Brooks // Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials / eds. H. Kronmüller, S. Parkin. – Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2007. – P. 1–18.
89. Prinz, G.A. Magnetic metal films on semiconductor substrates / G.A. Prinz // Ultrathin Magnetic Structures II / eds. B. Heinrich, J.A.C. Bland. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1994. – P. 1–44.
90. Kronmüller, H. Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids / H. Kronmüller, M. Fähnle. – Cambridge university press, 2003. – 448 p.
91. Wolf, S.A. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future / S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnár, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger // Science. – 2001. – Vol. 294, № 5546. – P. 1488–1495.
92. Žutić, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. – 2004. – Vol. 76, № 2. – P. 323–410.
93. Lin, J.-L. Formation of regular step arrays on Si(111)7×7 / J.-L. Lin, D.Y. Petrovykh, J. Viernow, F.K. Men, D.J. Seo, F.J. Himpsel // J. Appl. Phys. – 1998. – Vol. 84, № 1. – P. 255–260.

94. Men, F.K. Self-organized nanoscale pattern formation on vicinal Si(111) surfaces via a two-stage faceting transition / F.K. Men, F. Liu, P.J. Wang, C.H. Chen, D.L. Cheng, J.L. Lin, F.J. Himpsel // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 88, № 9. – P. 096105.
95. Stupakiewicz, A. Atomic-level control of the domain wall velocity in ultrathin magnets by tuning of exchange interactions / A. Stupakiewicz, E.Y. Vedmedenko, A. Fleurence, T. Maroutian, P. Beauvillain, A. Maziewski, R. Wiesendanger // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 103, № 13. – P. 137202.
96. Ermakov, K.S. Magnetic properties of Co films grown on the modified Si(111) surface / K.S. Ermakov, A.V. Ognev, L.A. Chebotkevich // *Phys. Solid State.* – 2014. – Vol. 56, № 10. – P. 1986–1991.
97. Fang, Y.-P. Surface morphology and magnetic anisotropy of obliquely deposited Co/Si(111) films / Y.-P. Fang, W. He, H.-L. Liu, Q.-F. Zhan, H.-F. Du, Q. Wu, H.-T. Yang, X.-Q. Zhang, Z.-H. Cheng // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97, № 2. – P. 022507.
98. Shiratsuchi, Y. Magnetism and surface structure of atomically controlled ultrathin metal films / Y. Shiratsuchi, M. Yamamoto, S. Bader // *Prog. Surf. Sci.* – 2007. – Vol. 82, № 2–3. – P. 121–160.
99. Беляев, Б.А. Исследование методом ФМР анизотропных свойств эпитаксиальной пленки Fe<sub>3</sub>Si на вицинальной поверхности Si(111) / Б.А. Беляев, А.В. Изотов // *Письма в ЖЭТФ.* – 2016. – Т. 103, № 1–2. – С. 44–49.
100. Belyaev, B.A. Determination of magnetic anisotropies and miscut angles in epitaxial thin films on vicinal (111) substrate by the ferromagnetic resonance / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, P.N. Solovev, I.A. Yakovlev // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2017. – Vol. 440 – P. 181–184.
101. Yakovlev, I.A. Study of the structural and magnetic characteristics of epitaxial Fe<sub>3</sub>Si/Si(111) films / I.A. Yakovlev, S.N. Varnakov, B.A. Belyaev, S.M. Zharkov, M.S. Molokeev, I.A. Tarasov, S.G. Ovchinnikov // *JETP Lett.* – 2014. – Vol. 99, № 9. – P. 527–530.
102. Belyaev, B.A. The effect of oblique deposition with small incidence on magnetic properties of thin magnetic films / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, P.N. Solovev // *Solid State Phenomena.* – 2014. – Vol. 215 – P. 223–226.
103. Belyaev, B.A. Competing magnetic anisotropies in obliquely deposited thin permalloy film / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, P.N. Solovev // *Physica B.* – 2016. – Vol. 481 – P. 86–90.
104. Соловьев, П.Н. Магнитные свойства наклонно-осажденных и напыленных на текстурированные подложки тонких пленок пермаллоя : дис. ... канд. физ-мат. наук : 01.04.11 / П.Н. Соловьев. – Красноярск: ФГАОУ ВО СФУ, ИФ СО РАН, 2016. – 130 с.
105. Torok, E.J. Local regions with biaxial anisotropy in thin polycrystalline ferromagnetic films with uniaxial anisotropy / E.J. Torok, H.N. Oredson, A.L. Olson // *J. Appl. Phys.* – 1964. – Vol. 35, № 12. – P. 3469–3481.
106. Yelon, A. High-order anisotropies in uniaxial magnetic films / A. Yelon // *J. Appl. Phys.* – 1967. – Vol. 38, № 1. – P. 325–327.

107. Goto, E. Magnetization and switching characteristics of composite thin magnetic films / E. Goto, N. Hayashi, T. Miyashita, K. Nakagawa // *J. Appl. Phys.* – 1965. – Vol. 36, № 9. – P. 2951–2958.
108. Valcu, B. Second order anisotropy in exchange spring systems / B. Valcu, E. Girt, A. Dobin // *IEEE Trans. Magn.* – 2008. – Vol. 44, № 11. – P. 3554–3556.
109. Valvidares, S.M. Inverted hysteresis loops in magnetically coupled bilayers with uniaxial competing anisotropies: Theory and experiments / S.M. Valvidares, L.M. Álvarez-Prado, J.I. Martín, J.M. Alameda // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64, № 13. – P. 134423.
110. Ильющенко, Д.С. Формирование доменов в пленках магнитных наночастиц со случайным распределением осей анизотропии / Д.С. Ильющенко, В.И. Козуб, И.Н. Ясиевич // *ФТТ.* – 2007. – Т. 49, № 10. – С. 1853–1857.
111. Комогорцев, С.В. Кривая намагничивания и магнитные корреляции в наноцепочке ферромагнитных зерен со случайной анизотропией / С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков // *ФТТ.* – 2005. – Т. 47, № 3. – С. 480–486.
112. Grimsditch, M. Magnetic normal modes in ferromagnetic nanoparticles: A dynamical matrix approach / M. Grimsditch, L. Giovannini, F. Montoncello, F. Nizzoli, G.K. Leaf, H.G. Kapur // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. 70, № 5. – P. 054409.
113. Rivkin, K. Microscopic study of magnetostatic spin waves / K. Rivkin, L.E. DeLong, J.B. Ketterson // *J. Appl. Phys.* – 2005. – Vol. 97, № 10. – P. 10E309.
114. Rivkin, K. Micromagnetic simulations of absorption spectra / K. Rivkin, J.B. Ketterson // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – Vol. 306, № 2. – P. 204–210.
115. Rivkin, K. Resonant modes of dipole-coupled lattices / K. Rivkin, A. Heifetz, P. Sievert, J. Ketterson // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. 70, № 18. – P. 184410.
116. Donahue, M.J. in Interagency report NISTIR 6376 (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD) / M.J. Donahue, D.G. Porter. – 1999.
117. Scholz, W. Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures / W. Scholz, J. Fidler, T. Schrefl, D. Suess, R. Dittrich, H. Forster, V. Tsiantos // *Comput. Mater. Sci.* – 2003. – Vol. 28, № 2. – P. 366–383.
118. Cimrák, I. A Survey on the numerics and computations for the Landau-Lifshitz equation of micromagnetism / I. Cimrák // *ARCO.* – 2007. – Vol. 15, № 3. – P. 1–37.
119. Бахвалов, Н.С. Численные методы / Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. – Москва: БИНОМ, Лаборатория знаний, 2007. – 636 с.
120. Беляев, Б.А. Микромагнитный расчет равновесного распределения магнитных моментов тонких пленок / Б.А. Беляев, А.В. Изотов, Ан.А. Лексиков // *ФТТ.* – 2010. – Т. 52, № 8. – С. 1549–1556.

121. Изотов, А.В. Алгоритм расчета равновесного состояния ферромагнетика на основе метода множителей Лагранжа / А.В. Изотов, Б.А. Беляев, М.М. Валиханов, С.В. Поленга, А.В. Стефанюк // Вычислительные методы и программирование. – 2012. – Т. 13, № 4. – С. 551–558.
122. Беляев, Б.А. Микромагнитный расчет магнитоэлектрических мод колебаний ортогонально намагниченного диска железо-иттриевого граната / Б.А. Беляев, А.В. Изотов // ФТТ. – 2013. – Т. 55, № 12. – С. 2370–2378.
123. Izotov, A.V. Numerical calculation of high frequency magnetic susceptibility in thin nanocrystalline magnetic films / A.V. Izotov, B.A. Belyaev, P.N. Solovov, N.M. Boev // Physica B. – 2019. – Vol. 556 – P. 42–47.
124. Браун, У.Ф. Микромагнетизм / У.Ф. Браун. – М.: Наука, 1979. – 160 с.
125. Newell, A.J. A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization / A.J. Newell, W. Williams, D.J. Dunlop // J. Geophys. Res. – 1993. – Vol. 98, № B6. – P. 9551.
126. Van de Wiele, B. Comparison of finite-difference and finite-element schemes for magnetization processes in 3-D particles / B. Van de Wiele, A. Manzin, L. Dupre, F. Olyslager, O. Bottauscio, M. Chiampi // IEEE Trans. Magn. – 2009. – Vol. 45, № 3. – P. 1614–1617.
127. Морс, Ф.М. Методы теоретической физики. Т. 1 / Ф.М. Морс, Г. Фешбах. – М.: ИЛ, 1958. – 931 с.
128. Голуб, Дж. Матричные вычисления / Дж. Голуб, Ч. Ван Лоун. – М.: Мир, 1999. – 548 с.
129. Greengard, L. A fast algorithm for particle simulations / L. Greengard, V. Rokhlin // J. Comput. Phys. – 1987. – Vol. 73, № 2. – P. 325–348.
130. Van de Wiele, B. On the accuracy of FFT based magnetostatic field evaluation schemes in micromagnetic hysteresis modeling / B. Van de Wiele, F. Olyslager, L. Dupré, D. De Zutter // J. Magn. Magn. Mater. – 2010. – Vol. 322, № 4. – P. 469–476.
131. Lau, J.W. Magnetic nanostructures for advanced technologies: fabrication, metrology and challenges / J.W. Lau, J.M. Shaw // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011. – Vol. 44, № 30. – P. 303001.
132. McMichael, R.D. Magnetic normal modes of nanoelements / R.D. McMichael, M.D. Stiles // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97, № 10. – P. 10J901.
133. Walker, L.R. Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance / L.R. Walker // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 105, № 2. – P. 390–399.
134. Kamenetskii, E.O. Energy eigenstates of magnetostatic waves and oscillations / E.O. Kamenetskii // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 63, № 6. – P. 066612.

135. Kalinikos, B.A. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / B.A. Kalinikos, A.N. Slavin // *J. Phys. C: Solid State Phys.* – 1986. – Vol. 19, № 35. – P. 7013–7033.
136. Guslienko, K.Yu. Spin-waves in cylindrical magnetic dot arrays with in-plane magnetization / K.Yu. Guslienko, A.N. Slavin // *J. Appl. Phys.* – 2000. – Vol. 87, № 9. – P. 6337–6339.
137. Toussaint, J.C. A new technique for ferromagnetic resonance calculations / J.C. Toussaint, A. Marty, N. Vukadinovic, J.B. Youssef, M. Labrune // *Comput. Mater. Sci.* – 2002. – Vol. 24, № 1–2. – P. 175–180.
138. Grimsditch, M. Normal modes of spin excitations in magnetic nanoparticles / M. Grimsditch, G.K. Leaf, H.G. Kaper, D.A. Karpeev, R.E. Camley // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. 69, № 17. – P. 174428.
139. Aquino, M. d'. Magnetization normal oscillation modes in saturated ferromagnetic nanoparticles / M. d'Aquino, C. Serpico, G. Miano, G. Bertotti, I.D. Mayergoyz // *Physica B.* – 2008. – Vol. 403, № 2–3. – P. 242–244.
140. Izotov, A.V. A method for computing the microwave absorption spectrum in a discrete model of a ferromagnetic / A.V. Izotov, B.A. Belyaev // *Russ. Phys. J.* – 2011. – Vol. 53, № 9. – P. 900–905.
141. Izotov, A.V. A new approach to determination of equilibrium magnetization in magnetic nanostructures / A.V. Izotov, B.A. Belyaev, A.A. Leksikov // *J. Siberian Federal Univ. Math. Phys.* – 2010. – Vol. 3, № 1. – P. 64–69.
142. Labbé, S. Microwave polarizability of ferrite particles with non-uniform magnetization / S. Labbé, P.-Y. Bertin // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 206, № 1–2. – P. 93–105.
143. Vukadinovic, N. Magnetic excitations in a weak-stripe-domain structure: A 2D dynamic micromagnetic approach / N. Vukadinovic, O. Vacus, M. Labrune, O. Acher, D. Pain // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 85, № 13. – P. 2817–2820.
144. Vaast-Paci, C. Numerical simulations of isolated particles susceptibilities: effects of shape and size / C. Vaast-Paci, L. Lylekian // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2001. – Vol. 237, № 3. – P. 342–361.
145. Vukadinovic, N. Dynamic micromagnetic simulations of susceptibility spectra in thin films with nonuniform magnetization distributions / N. Vukadinovic // *IEEE Trans. Magn.* – 2002. – Vol. 38, № 5. – P. 2508–2513.
146. Vukadinovic, N. High-frequency response of nanostructured magnetic materials / N. Vukadinovic // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – Vol. 321, № 14. – P. 2074–2081.
147. Lebecki, K.M. Periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetic simulations / K.M. Lebecki, M.J. Donahue, M.W. Gutowski // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 41, № 17. – P. 175005.

148. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011610863 от 20.01.2011. Программа расчета доменной структуры, процессов перемагничивания и спектра спинволнового поглощения многослойных нано- и гетероструктур «MultiLayers»: заявл. 26.11.2010, опубл. 20.01.2011 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.
149. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013610706 от 09.01.2013. Программа расчета доменной структуры, процессов перемагничивания и спектра спинволнового поглощения многослойных нано- и гетероструктур «MultiLayers 2»: заявл. 06.11.2012, опубл. 09.01.2013 / А.В. Изотов, Б.А. Беляев.
150. MATLAB – MathWorks [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.mathworks.com/products/matlab.html>. – Дата доступа: 21.06.2022.
151. Дьяконов, В.П. MATLAB 6.5 SP1/7 +Simulink 5/6. Основы применения / В.П. Дьяконов. – Спб.: БХВ-Петербург, 2005. – 752 с.
152. Open MPI: Open Source High Performance Computing [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.open-mpi.org/>. – Дата доступа: 21.06.2022.
153. Suzuki, K. Soft magnetic nanostructures and applications / K. Suzuki, G. Herzer // Advanced Magnetic Nanostructures / eds. D. Sellmyer, R. Skomski. – Boston: Kluwer Academic Publishers, 2006. – P. 365–401.
154. Thomas, S. Microstructure and random magnetic anisotropy in Fe–Ni based nanocrystalline thin films / S. Thomas, S.H. Al-Harhi, D. Sakthikumar, I.A. Al-Omari, R.V. Ramanujan, Y. Yoshida, M.R. Anantharaman // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – Vol. 41, № 15. – P. 155009.
155. Hysen, T. Annealing induced low coercivity, nanocrystalline Co–Fe–Si thin films exhibiting inverse cosine angular variation / T. Hysen, S. Al-Harhi, I.A. Al-Omari, P. Geetha, R. Lisha, R.V. Ramanujan, D. Sakthikumar, M.R. Anantharaman // J. Magn. Magn. Mater. – 2013. – Vol. 341 – P. 165–172.
156. Fersi, R. Study of exchange interaction, magnetization correlations and random magnetic anisotropy in nanocrystalline Pr<sub>2</sub>Co<sub>7</sub> films deposited on Si substrate / R. Fersi, A. Bezerghéanu, D. Patroi, C.B. Cizmas, L. Bessais, N. Mliki // J. Magn. Magn. Mater. – 2020. – Vol. 494 – P. 165816.
157. Hoffmann, H. Theory of magnetization ripple / H. Hoffmann // IEEE Trans. Magn. – 1968. – Vol. 4, № 1. – P. 32–38.
158. Hoffmann, H. Quantitative calculation of the magnetic ripple of uniaxial thin permalloy films / H. Hoffmann // J. Appl. Phys. – 1964. – Vol. 35, № 6. – P. 1790–1798.
159. Suzuki, T. Investigations into ripple wavelength in evaporated thin films by Lorentz microscopy / T. Suzuki // phys. stat. sol. (b). – 1970. – Vol. 37, № 1. – P. 101–114.
160. Harte, K.J. Theory of magnetization ripple in ferromagnetic films / K.J. Harte // J. Appl. Phys. – 1968. – Vol. 39, № 3. – P. 1503–1524.

161. Игнатченко, В.А. Магнитная структура тонких магнитных пленок и ФМР / В.А. Игнатченко // ЖЭТФ. – 1968. – Т. 54, № 1. – С. 303–311.
162. Kronmuller, H. Handbook of magnetism and advanced magnetic materials. Vol. 2 / H. Kronmuller, S. Parkin. – JohnWiley&Sons, Chichester, 2007. – 795 p.
163. Berkov, D.V. Numerical simulation of the magnetization structures in thin polycrystalline films with the random anisotropy and intergrain exchange / D.V. Berkov, N.L. Gorn // J. Appl. Phys. – 1998. – Vol. 83, № 11. – P. 6350–6352.
164. Belyaev, B.A. Numerical simulation of magnetic microstructure in nanocrystalline thin films with the random anisotropy / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, P.N. Solovev // J. Siberian Federal Univ. Math. Phys. – 2017. – Vol. 10, № 1. – P. 132–135.
165. Komogortsev, S.V. Micromagnetism in a planar system with a random magnetic anisotropy and two-dimensional magnetic correlations / S.V. Komogortsev, V.A. Fel'k, R.S. Iskhaikov, G.V. Shadrina // J. Exp. Theor. Phys. – 2017. – Vol. 125, № 2. – P. 323–332.
166. Bachleitner-Hofmann, A. Soft magnetic properties of thin nanocrystalline particles due to the interplay of random and coherent anisotropies / A. Bachleitner-Hofmann, B. Bergmair, T. Schrefl, A. Satz, D. Suess // IEEE Trans. Magn. – 2017. – Vol. 53, № 11. – P. 1–6.
167. Solovev, P.N. Microstructural and magnetic properties of thin obliquely deposited films: A simulation approach / P.N. Solovev, A.V. Izotov, B.A. Belyaev // J. Magn. Magn. Mater. – 2017. – Vol. 429 – P. 45–51.
168. Solovev, P.N. Micromagnetic simulation of magnetization reversal processes in thin obliquely deposited films / P.N. Solovev, A.V. Izotov, B.A. Belyaev // J. Siberian Federal Univ. Math. Phys. – 2016. – Vol. 9, № 4. – P. 524–527.
169. Belyaev, B.A. Study of peculiarities of the microwave absorption spectrum of nanocrystalline thin magnetic films / B.A. Belyaev, N.M. Boev, A.V. Izotov, P.N. Solovev // Russ. Phys. J. – 2019. – Vol. 61, № 10. – P. 1798–1805.
170. McMichael, R.D. Localized ferromagnetic resonance in inhomogeneous thin films / R.D. McMichael, D.J. Twisselmann, A. Kunz // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90, № 22. – P. 227601.
171. Беляев, Б.А. Численное моделирование магнитной микроструктуры тонких нанокристаллических пленок со случайным распределением осей легкого намагничивания в кристаллитах / Б.А. Беляев, А.В. Изотов, Н.М. Боев // Известия ВУЗов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 8–2. – С. 213–216.
172. Изотов, А.В. Особенности двухмагнетонных процессов релаксации в нанокристаллических тонких магнитных пленках / А.В. Изотов, Б.А. Беляев, П.Н. Соловьев, Н.М. Боев // Известия ВУЗов. Физика. – 2018. – Т. 61, № 12. – С. 153–159.
173. Беляев, Б.А. Исследование особенностей спектра СВЧ-поглощения нанокристаллических тонких магнитных пленок / Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, П.Н. Соловьев // Известия ВУЗов. Физика. – 2018. – Т. 61, № 10. – С. 50–56.

174. Izotov, A.V. Grain-size dependence of magnetic microstructure and high-frequency susceptibility of nanocrystalline thin films: A micromagnetic simulation study / A.V. Izotov, B.A. Belyaev, P.N. Solovev, N.M. Boev // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2021. – Vol. 529 – P. 167856.
175. Willard, M.A. Nanocrystalline soft magnetic alloys two decades of progress / M.A. Willard, M. Daniil // *Handbook of Magnetic Materials.* – Elsevier, 2013. – Vol. 21. – P. 173–342.
176. Michels, A. Micromagnetic simulation of magnetic small-angle neutron scattering from two-phase nanocomposites / A. Michels, S. Erokhin, D. Berkov, N. Gorn // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2014. – Vol. 350 – P. 55–68.
177. Leliaert, J. Vinamax: a macrospin simulation tool for magnetic nanoparticles / J. Leliaert, A. Vansteenkiste, A. Coene, L. Dupré, B. Van Waeyenberge // *Med. Biol. Eng. Comput.* – 2015. – Vol. 53, № 4. – P. 309–317.
178. Lee, S.-J. Numerical simulation of random magnetic anisotropy with solid magnetization grains / S.-J. Lee, S. Sato, H. Yanagihara, E. Kita, C. Mitsumata // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2011. – Vol. 323, № 1. – P. 28–31.
179. Hussain, Z. Kerr microscopy study of exchange-coupled FePt/Fe exchange spring magnets / Z. Hussain, D. Kumar, V.R. Reddy, A. Gupta // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2017. – Vol. 430 – P. 78–84.
180. Iskhakov, R.S. Study of magnetic correlations in nanostructured ferromagnets by correlation magnetometry / R.S. Iskhakov, V.A. Ignatchenko, S.V. Komogortsev, A.D. Balaev // *Jetp Lett.* – 2003. – Vol. 78, № 10. – P. 646-650.
181. Michels, A. Range of magnetic correlations in nanocrystalline soft magnets / A. Michels, R.N. Viswanath, J.G. Barker, R. Birringer, J. Weissmüller // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 91, № 26. – P. 267204.
182. McMichael, R.D. Classical model of extrinsic ferromagnetic resonance linewidth in ultrathin films / R.D. McMichael, P. Krivosik // *IEEE Trans. Magn.* – 2004. – Vol. 40, № 1. – P. 2–11.
183. Kalarickal, S.S. Microwave damping in polycrystalline Fe-Ti-N films: Physical mechanisms and correlations with composition and structure / S.S. Kalarickal, P. Krivosik, J. Das, K.S. Kim, C.E. Patton // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 77, № 5. – P. 054427.
184. Arias, R. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films / R. Arias, D.L. Mills // *Phys. Rev. B.* – 1999. – Vol. 60, № 10. – P. 7395–7409.
185. Frequency dependence of spin relaxation in periodic systems / I. Barsukov, F.M. Römer, R. Meckenstock, K. Lenz, J. Lindner, S. Hemken to Krax, A. Banholzer, M. Körner, J. Grebing, J. Fassbender, [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 84, № 14. – P. 140410.
186. Uniaxial anisotropy of two-magnon scattering in an ultrathin epitaxial Fe layer on GaAs / H. Kurebayashi, T.D. Skinner, K. Khazen, K. Olejník, D. Fang, C. Ciccarelli, R.P. Campion,

B.L. Gallagher, L. Fleet, A. Hirohata, [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 102, № 6. – P. 062415.

187. Lindner, J. Two-magnon damping in thin films in case of canted magnetization: Theory versus experiment / J. Lindner, I. Barsukov, C. Raeder, C. Hassel, O. Posth, R. Meckenstock, P. Landeros, D.L. Mills // *Phys. Rev. B.* – 2009. – Vol. 80, № 22. – P. 224421.

188. Игнатченко, В.А. Резонансное смещение и уширение линии ФМР, обусловленные тонкой магнитной структурой / В.А. Игнатченко, Г.В. Дегтярев // *ЖЭТФ.* – 1971. – Т. 60, № 2. – С. 724–732.

189. O'Dell, R.A. Post-deposition annealing effects on ferromagnetic CoFeB thin films / R.A. O'Dell, A.B. Phillips, D.G. Georgiev, J.G. Jones, G.J. Brown, M.J. Heben // *IEEE Trans. Magn.* – 2018. – Vol. 54, № 10. – P. 1–7.

190. Chechenin, N.G. Relation between observed micromagnetic ripple and FMR width in ultrasoft magnetic films / N.G. Chechenin, C.B. Craus, A.R. Chezan, T. Vystavel, D.O. Boerma, J.T.M. De Hosson, L. Niesen // *IEEE Trans. Magn.* – 2002. – Vol. 38, № 5. – P. 3027–3029.

191. Chechenin, N.G. Micromagnetism and high-frequency properties of soft magnetic films / N.G. Chechenin // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – Vol. 300, № 1. – P. 198–201.

192. Fuller, H.W. Determination of magnetization distribution in thin films using electron microscopy / H.W. Fuller, M.E. Hale // *J. Appl. Phys.* – 1960. – Vol. 31, № 2. – P. 238–248.

193. Ngo, D.-T. *In situ* transmission electron microscopy for magnetic nanostructures / D.-T. Ngo, L.T. Kuhn // *Adv. Nat. Sci: Nanosci. Nanotechnol.* – 2016. – Vol. 7, № 4. – P. 045001.

194. Dubowik, J. Shape anisotropy of magnetic heterostructures / J. Dubowik // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 54, № 2. – P. 1088–1091.

195. Crossover in the surface anisotropy contributions of ferromagnetic films on rippled Si surfaces / M.O. Liedke, M. Körner, K. Lenz, M. Fritzsche, M. Ranjan, A. Keller, E. Čížmár, S.A. Zvyagin, S. Fácsko, K. Potzger, [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2013. – Vol. 87, № 2. – P. 024424.

196. Belyaev, B.A. Experimental study of the magnetic characteristics of nanocrystalline thin films: The role of edge effects / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, G.V. Skomorokhov, P.N. Solovev // *Mater. Res. Express.* – 2019. – Vol. 6, № 11. – P. 116105.

197. Rhines, F.N. Effect of the degree of prior cold work on the grain volume distribution and the rate of grain growth of recrystallized aluminum / F.N. Rhines, B.R. Patterson // *MTA.* – 1982. – Vol. 13, № 6. – P. 985–993.

198. Belyaev, B.A. Micromagnetic analysis of edge effects in a thin magnetic film during local excitation of magnetization oscillations / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, G.V. Skomorokhov, P.N. Solovev // *Russ. Phys. J.* – 2020. – Vol. 63, № 5. – P. 837–843.

199. Беляев, Б.А. Особенность высокочастотной восприимчивости тонких магнитных пленок с одноосной анизотропией / Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов // *Письма в ЖЭТФ.* – 2001. – Т. 74, № 4. – С. 248–252.

200. Doyle, W.D. The effect of strain on the susceptibility of polycrystalline Ni–Fe films / W.D. Doyle, T.F. Finnegan // *J. Appl. Phys.* – 1968. – Vol. 39, № 7. – P. 3355–3364.
201. Belyaev, B.A. Strain-gradient-induced unidirectional magnetic anisotropy in nanocrystalline thin permalloy films / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, P.N. Solovev, N.M. Boev // *Phys. Status Solidi RRL.* – 2020. – Vol. 14, № 1. – P. 1900467.
202. Bødker, F. Surface effects in metallic iron nanoparticles / F. Bødker, S. Mørup, S. Linderoth // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – Vol. 72, № 2. – P. 282–285.
203. Ignatchenko, V.A. Spin waves in a randomly inhomogeneous anisotropic medium / V.A. Ignatchenko, R.S. Iskhakov // *Sov. Phys. JETP.* – 1977. – Vol. 45 – P. 526–532.
204. Ignatchenko, V.A. Spin waves in amorphous and finely divided ferromagnets with allowance for dipole-dipole interaction / V.A. Ignatchenko, R.S. Iskhakov // *Sov. Phys. JETP.* – 1978. – Vol. 47 – P. 725–729.
205. Ignatchenko, V.A. Study of the dispersion law for spin waves in amorphous films by the spin-wave resonance method / V.A. Ignatchenko, R.S. Iskhakov, L.A. Chekanova, N.S. Chistyakov // *Sov. Phys. JETP.* – 1978. – Vol. 48, № 2. – P. 328–330.
206. Суху, Р. Магнитные тонкие пленки / Р. Суху. – М.: Мир, 1967. – 423 с.
207. Саланский, Н.М. Физические свойства и применение магнитных пленок / Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. – Новосибирск: Наука, 1975. – 223 с.
208. Ignatchenko, V.A. Spontaneous magnetization of thin ferromagnetic films / V.A. Ignatchenko // *Sov. Phys. JETP.* – 1961. – Vol. 13, № 4. – P. 863–865.
209. Беляев, Б.А. Особенности ферромагнитного резонанса в анизотропных магнитных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента / Б.А. Беляев, А.В. Изотов // *Письма в ЖЭТФ.* – 2002. – Т. 76, № 3. – С. 209–213.
210. Беляев, Б.А. Исследование влияния упругих напряжений на анизотропию магнитных пленок методом ферромагнитного резонанса / Б.А. Беляев, А.В. Изотов // *ФТТ.* – 2007. – Т. 49, № 9. – С. 1651–1659.
211. Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
212. Ландау, Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1987. – 248 с.
213. Trémolet de Lacheisserie, E. du. Magnetostriction and internal stresses in thin films: the cantilever method revisited / E. du Trémolet de Lacheisserie, J.C. Peuzin // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1994. – Vol. 136, № 1–2. – P. 189–196.
214. COMSOL Multiphysics [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.comsol.ru/>. – Дата доступа: 24.06.2022.
215. Mashkevich, V.S. Electrical, optical and elastic properties of diamond type crystals / V.S. Mashkevich // *Sov. Phys. JETP.* – 1957. – Vol. 5, № 3. – P. 707–713.

216. Tolpygo, K.B. Long wavelength oscillations of diamond-type crystals including long range forces / K.B. Tolpygo // *Sov. Phys. Solid State*. – 1963. – Vol. 4, № 7. – P. 1297–1305.
217. Kogan, S.M. Piezoelectric effect during inhomogeneous deformation and acoustic scattering of carriers in crystals / S.M. Kogan // *Sov. Phys. Solid State*. – 1964. – Vol. 5, № 10. – P. 2069–2070.
218. Ma, W. Flexoelectric polarization of barium strontium titanate in the paraelectric state / W. Ma, L.E. Cross // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – Vol. 81, № 18. – P. 3440–3442.
219. Ma, W. Large flexoelectric polarization in ceramic lead magnesium niobate / W. Ma, L.E. Cross // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 79, № 26. – P. 4420–4422.
220. Ma, W. Observation of the flexoelectric effect in relaxor  $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$  ceramics / W. Ma, L.E. Cross // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 78, № 19. – P. 2920–2921.
221. Zubko, P. Strain-gradient-induced polarization in  $\text{SrTiO}_3$  single crystals / P. Zubko, G. Catalan, A. Buckley, P.R.L. Welche, J.F. Scott // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 99, № 16. – P. 167601.
222. Fousek, J. Possible piezoelectric composites based on the flexoelectric effect / J. Fousek, L.E. Cross, D.B. Litvin // *Mater. Lett.* – 1999. – Vol. 39, № 5. – P. 287–291.
223. Zhu, W. Piezoelectric composite based on the enhanced flexoelectric effects / W. Zhu, J.Y. Fu, N. Li, L. Cross // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89, № 19. – P. 192904.
224. Catalan, G. The effect of flexoelectricity on the dielectric properties of inhomogeneously strained ferroelectric thin films / G. Catalan, L.J. Sinnamon, J.M. Gregg // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 2004. – Vol. 16, № 13. – P. 2253–2264.
225. Catalan, G. Strain gradients in epitaxial ferroelectrics / G. Catalan, B. Noheda, J. McAneney, L.J. Sinnamon, J.M. Gregg // *Phys. Rev. B*. – 2005. – Vol. 72, № 2. – P. 020102.
226. Sharma, N.D. Piezoelectric thin-film superlattices without using piezoelectric materials / N.D. Sharma, C.M. Landis, P. Sharma // *J. Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 108, № 2. – P. 024304.
227. Majdoub, M.S. Enhanced size-dependent piezoelectricity and elasticity in nanostructures due to the flexoelectric effect / M.S. Majdoub, P. Sharma, T. Cagin // *Phys. Rev. B*. – 2008. – Vol. 77, № 12. – P. 125424.
228. Kalinin, S.V. Electronic flexoelectricity in low-dimensional systems / S.V. Kalinin, V. Meunier // *Phys. Rev. B*. – 2008. – Vol. 77, № 3. – P. 033403.
229. Lee, D. Giant flexoelectric effect in ferroelectric epitaxial thin films / D. Lee, A. Yoon, S.Y. Jang, J.-G. Yoon, J.-S. Chung, M. Kim, J.F. Scott, T.W. Noh // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – Vol. 107, № 5. – P. 057602.
230. Mechanical switching of nanoscale multiferroic phase boundaries / Y.-J. Li, J.-J. Wang, J.-C. Ye, X.-X. Ke, G.-Y. Gou, Y. Wei, F. Xue, J. Wang, C.-S. Wang, R.-C. Peng, [et al.] // *Adv. Funct. Mater.* – 2015. – Vol. 25, № 22. – P. 3405–3413.

231. Cheng, C.-E. Revealing the flexoelectricity in the mixed-phase regions of epitaxial Bi-FeO<sub>3</sub> thin films / C.-E. Cheng, H.-J. Liu, F. Dinelli, Y.-C. Chen, C.-S. Chang, F.S.-S. Chien, Y.-H. Chu // *Sci. Rep.* – 2015. – Vol. 5, № 1. – P. 8091.
232. Zubko, P. Flexoelectric effect in solids / P. Zubko, G. Catalan, A.K. Tagantsev // *Annu. Rev. Mater. Res.* – 2013. – Vol. 43, № 1. – P. 387–421.
233. Lukashev, P. Flexomagnetic effect in frustrated triangular magnetic structures / P. Lukashev, R.F. Sabirianov // *Phys. Rev. B.* – 2010. – Vol. 82, № 9. – P. 094417.
234. Eliseev, E.A. Spontaneous flexoelectric/flexomagnetic effect in nanoferroics / E.A. Eliseev, A.N. Morozovska, M.D. Glinchuk, R. Blinc // *Phys. Rev. B.* – 2009. – Vol. 79, № 16. – P. 165433.
235. Eliseev, E.A. Linear magnetoelectric coupling and ferroelectricity induced by the flexomagnetic effect in ferroics / E.A. Eliseev, M.D. Glinchuk, V. Khist, V.V. Skorokhod, R. Blinc, A.N. Morozovska // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 84, № 17. – P. 174112.
236. Sidhardh, S. Flexomagnetic response of nanostructures / S. Sidhardh, M.C. Ray // *J. Appl. Phys.* – 2018. – Vol. 124, № 24. – P. 244101.
237. Zhang, J.X. Nanoscale phase boundaries: a new twist to novel functionalities / J.X. Zhang, R.J. Zeches, Q. He, Y.-H. Chu, R. Ramesh // *Nanoscale.* – 2012. – Vol. 4, № 20. – P. 6196.
238. Strain-gradient-induced magnetic anisotropy in straight-stripe mixed-phase bismuth ferrites: Insight into flexomagnetism / J.H. Lee, K.-E. Kim, B.-K. Jang, A.A. Ünal, S. Valencia, F. Kronast, K.-T. Ko, S. Kowarik, J. Seidel, C.-H. Yang // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96, № 6. – P. 064402.
239. Тикадзуми, С. Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества / С. Тикадзуми. – М.: Мир, 1983. – 304 с.
240. Klokholm, E. The saturation magnetostriction of permalloy films / E. Klokholm, J.A. Aboaf // *J. Appl. Phys.* – 1981. – Vol. 52, № 3. – P. 2474–2476.
241. Патент РФ № RU162093U1, МПК G01N 3/20. Устройство для создания упругих напряжений в тонких пленках: заявл. 01.12.2015, опубл. 27.05.2016, Бюл. № 15. / Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.Г. Владимиров, А.В. Изотов.
242. Shiroishi, Y. Patterning effect on easy axis alignment in permalloy thin film / Y. Shiroishi, K. Shiiki, I. Yuitoo, H. Tanabe, H. Fujiwara, M. Kudo // *IEEE Trans. Magn.* – 1984. – Vol. 20, № 3. – P. 485–488.
243. Yang, Y. Influence of the magnetic field annealing on the extrinsic damping of FeCoB soft magnetic films / Y. Yang, B. Liu, D. Tang, B. Zhang, M. Lu, H. Lu // *J. Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 108, № 7. – P. 073902.

244. Introducing artificial length scales to tailor magnetic properties / J. Fassbender, T. Strache, M.O. Liedke, D. Markó, S. Wintz, K. Lenz, A. Keller, S. Facsko, I. Mönch, J. McCord // *New J. Phys.* – 2009. – Vol. 11, № 12. – P. 125002.
245. Adeyeye, A.O. Large area patterned magnetic nanostructures / A.O. Adeyeye, N. Singh // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 41, № 15. – P. 153001.
246. Ren, Y. Patterned FeNi soft magnetic strips film with tunable resonance frequency from 1 to 10.6 GHz / Y. Ren, X. Li, Y. Wang, J. Ren, Y. Zhang, B. Dai, H. Yan, G. Sun, S. Peng // *Sci. Rep.* – 2016. – Vol. 6, № 1. – P. 31773.
247. Chen, X. Magnetic anisotropy and resonance frequency of patterned soft magnetic strips / X. Chen, Y.G. Ma, C.K. Ong // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 104, № 1. – P. 013921.
248. Zhu, Z. Static and dynamic magnetic properties of stripe-patterned Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> soft magnetic films / Z. Zhu, H. Feng, X. Cheng, H. Xie, Q. Liu, J. Wang // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2018. – Vol. 51, № 4. – P. 045004.
249. Static and dynamic magnetic properties of Co<sub>2</sub>FeAl-based stripe arrays / M. Belmeuguenai, M.S. Gabor, F. Zighem, D. Berling, Y. Roussigné, T. Petrisor, S.M. Chérif, C. Tiusan, O. Brinza, P. Moch // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2016. – Vol. 399 – P. 199–206.
250. Wang, Z.K. Nanostructured magnonic crystals with size-tunable bandgaps / Z.K. Wang, V.L. Zhang, H.S. Lim, S.C. Ng, M.H. Kuok, S. Jain, A.O. Adeyeye // *ACS Nano.* – 2010. – Vol. 4, № 2. – P. 643–648.
251. Pan, L. Tuning the ferromagnetic resonance frequency of soft magnetic film by patterned permalloy micro-strips with stripe-domain / L. Pan, H. Xie, X. Cheng, C. Zhao, H. Feng, D. Cao, J. Wang, Q. Liu // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2018. – Vol. 457 – P. 46–51.
252. Spin-wave modes in transition from a thin film to a full magnonic crystal / M. Langer, R.A. Gallardo, T. Schneider, S. Stienen, A. Roldán-Molina, Y. Yuan, K. Lenz, J. Lindner, P. Landeros, J. Fassbender // *Phys. Rev. B.* – 2019. – Vol. 99, № 2. – P. 024426.
253. Kakazei, G.N. Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> film with periodically modulated thickness as a reconfigurable one-dimensional magnonic crystal / G.N. Kakazei, X.M. Liu, J. Ding, A.O. Adeyeye // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – Vol. 104, № 4. – P. 042403.
254. Koyiloth Vayalil, S. Tailoring of uniaxial magnetic anisotropy in Permalloy thin films using nanorippled Si substrates / S. Koyiloth Vayalil, A. Koorikkat, A.K. Gopi, S.V. Roth, P.S. Anil Kumar // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2020. – Vol. 32, № 18. – P. 185804.
255. Bukharia, K. Evolution of magnetic anisotropy in cobalt film on nanopatterned silicon substrate studied in situ using MOKE / K. Bukharia, P. Karmakar, D. Kumar, V.R. Reddy, A. Gupta // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2020. – Vol. 497 – P. 165934.
256. Ki, S. Strong uniaxial magnetic anisotropy in triangular wave-like ferromagnetic NiFe thin films / S. Ki, J. Dho // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 106, № 21. – P. 212404.

257. Zhang, Y. Tunable high-frequency magnetic properties of NiFe films on triangular wave-like surface of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> substrate / Y. Zhang, Y. Ren, J. Lv, R. Zhou, B. Dai // *Chem. Phys. Lett.* – 2020. – Vol. 749 – P. 137411.
258. Xu, X. Effects of substrate annealing on uniaxial magnetic anisotropy and ferromagnetic resonance frequency of Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> films deposited on self-organized periodically rippled sapphire substrates / X. Xu, L. Jin, T. Wen, Y. Liao, X. Tang, H. Zhang, Z. Zhong // *Vacuum.* – 2021. – Vol. 186 – P. 110047.
259. Netzelmann, U. Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes / U. Netzelmann // *J. Appl. Phys.* – 1990. – Vol. 68, № 4. – P. 1800–1807.
260. Joseph, R.I. Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies / R.I. Joseph, E. Schlömann // *J. Appl. Phys.* – 1965. – Vol. 36, № 5. – P. 1579–1593.
261. Schlömann, E. Demagnetizing fields in thin magnetic films due to surface roughness / E. Schlömann // *J. Appl. Phys.* – 1970. – Vol. 41, № 4. – P. 1617–1622.
262. Barman, A. Spin dynamics and damping in ferromagnetic thin films and nanostructures / A. Barman, J. Sinha. – Cham: Springer International Publishing, 2018.
263. Schneider, M.L. Experimental determination of the inhomogeneous contribution to linewidth in Permalloy films using a time-resolved magneto-optic Kerr effect microprobe / M.L. Schneider, Th. Gerrits, A.B. Kos, T.J. Silva // *J. Appl. Phys.* – 2007. – Vol. 102, № 5. – P. 053910.
264. Craus, C.B. Magnetization dynamics of soft nanocrystalline thin films with random magnetocrystalline anisotropy and induced uniaxial anisotropy / C.B. Craus, A.R. Chezan, D.O. Boerma, L. Niesen // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2004. – Vol. 16, № 50. – P. 9227–9241.
265. Hwang, T.-J. Magnetic properties and high frequency characteristics of FeCoN thin films / T.-J. Hwang, J. Lee, K.H. Kim, D.H. Kim // *AIP Advances.* – 2016. – Vol. 6, № 5. – P. 055914.
266. Barranco, A. Perspectives on oblique angle deposition of thin films: From fundamentals to devices / A. Barranco, A. Borrás, A.R. Gonzalez-Elipe, A. Palmero // *Prog. Mater. Sci.* – 2016. – Vol. 76 – P. 59–153.
267. Vankranenburg, H. Tailoring growth and local composition by oblique-incidence deposition: a review and new experimental data / H. Vankranenburg, C. Lodder // *Mater. Sci. Eng. R Rep.* – 1994. – Vol. 11, № 7. – P. 295–354.
268. Hawkeye, M.M. Glancing angle deposition of thin films: Engineering the nanoscale. *Glancing Angle Deposition of Thin Films* / M.M. Hawkeye, M.T. Taschuk, M.J. Brett. – Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2014.
269. Hawkeye, M.M. Glancing angle deposition: Fabrication, properties, and applications of micro- and nanostructured thin films / M.M. Hawkeye, M.J. Brett // *J. Vac. Sci. Technol. A.* – 2007. – Vol. 25, № 5. – P. 1317.

270. Smith, D.O. Oblique-incidence anisotropy in evaporated permalloy films / D.O. Smith, M.S. Cohen, G.P. Weiss // *J. Appl. Phys.* – 1960. – Vol. 31, № 10. – P. 1755–1762.
271. Cohen, M.S. Anisotropy in permalloy films evaporated at grazing incidence / M.S. Cohen // *J. Appl. Phys.* – 1961. – Vol. 32, № 3. – P. S87–S88.
272. Maicas, M. Magnetic properties of permalloy multilayers with alternating perpendicular anisotropies / M. Maicas, R. Ranchal, C. Aroca, P. Sánchez, E. López // *Eur. Phys. J. B.* – 2008. – Vol. 62, № 3. – P. 267–270.
273. Oliveira, A.B. Angular dependence of hysteresis shift in oblique deposited ferromagnetic/antiferromagnetic coupled bilayers / A.B. Oliveira, R.L. Rodriguez-Suarez, S. Michea, H. Vega, A. Azevedo, S.M. Rezende, C. Aliaga, J. Denardin // *J. Appl. Phys.* – 2014. – Vol. 116, № 3. – P. 033910.
274. Kakazei, G.N. Influence of co-evaporation technique on the structural and magnetic properties of CoCu granular films / G.N. Kakazei, A.F. Kravetz, N.A. Lesnik, M.M. Pereira de Azevedo, Yu.G. Pogorelov, G.V. Bondarkova, V.I. Silantiev, J.B. Sousa // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vols. 196–197 – P. 29–30.
275. Schmidt, D. Magneto-optical properties of cobalt slanted columnar thin films / D. Schmidt, T. Hofmann, C.M. Herzinger, E. Schubert, M. Schubert // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 96, № 9. – P. 091906.
276. Zhu, X. Tunable resonance frequency of FeNi films by oblique sputtering / X. Zhu, Z. Wang, Y. Zhang, L. Xi, J. Wang, Q. Liu // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2012. – Vol. 324, № 18. – P. 2899–2901.
277. Vergara, J. Increased ultra high frequency magnetic susceptibility in nanopatterned nanolayers with strong exchange coupling / J. Vergara, C. Favieres, V. Madurga // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2015. – Vol. 48, № 43. – P. 435003.
278. Bonneau-Brault, A. Adjustable ferromagnetic resonance frequency in CoO/CoFeB system / A. Bonneau-Brault, S. Dubourg, A. Thiaville, S. Rioual, D. Valente // *J. Appl. Phys.* – 2015. – Vol. 117, № 3. – P. 033902.
279. Wolfe, J.H. Roughness induced in plane uniaxial anisotropy in ultrathin Fe films / J.H. Wolfe, R.K. Kawakami, W.L. Ling, Z.Q. Qiu, R. Arias, D.L. Mills // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2001. – Vol. 232, № 1–2. – P. 36–45.
280. Bubendorff, J.L. Origin of the magnetic anisotropy in ferromagnetic layers deposited at oblique incidence / J.L. Bubendorff, S. Zabrocki, G. Garreau, S. Hajjar, R. Jaafar, D. Berling, A. Mehdaoui, C. Pirri, G. Gewinner // *Europhys. Lett.* – 2006. – Vol. 75, № 1. – P. 119–125.
281. Quirós, C. Asymmetric grazing incidence small angle x-ray scattering and anisotropic domain wall motion in obliquely grown nanocrystalline Co films / C. Quirós, L. Peverini, J. Díaz, A. Alija, C. Blanco, M. Vélez, O. Robach, E. Ziegler, J.M. Alameda // *Nanotechnology.* – 2014. – Vol. 25, № 33. – P. 335704.

282. Krause, K.M. Taking a little off the top: Nanorod array morphology and growth studied by focused ion beam tomography / K.M. Krause, D.W. Vick, M. Malac, M.J. Brett // *Langmuir*. – 2010. – Vol. 26, № 22. – P. 17558–17567.
283. Kaminska, K. Simulating structure and optical response of vacuum evaporated porous rugate filters / K. Kaminska, M. Suzuki, K. Kimura, Y. Taga, K. Robbie // *J. Appl. Phys.* – 2004. – Vol. 95, № 6. – P. 3055–3062.
284. Vick, D. Conduction anisotropy in porous thin films with chevron microstructures / D. Vick, M.J. Brett // *J. Vac. Sci. Technol.* – 2006. – Vol. 24, № 1. – P. 156–164.
285. Belyaev, B.A. Growth simulation and structure analysis of obliquely deposited thin films / B.A. Belyaev, A.V. Izotov, P.N. Solovev // *Russ. Phys. J.* – 2016. – Vol. 59, № 2. – P. 301–307.
286. Solovev, P.N. Numerical study of structural and magnetic properties of thin films obliquely deposited on rippled substrates / P.N. Solovev, A.V. Izotov, B.A. Belyaev // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 2021. – Vol. 33, № 49. – P. 495802.
287. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016663586 от 13.12.2016. Программа моделирования процессов осаждения тонких пленок и анализа их структурных и магнитных характеристик «FilmGrowthSim»: заявл. 25.10.2016, опублик. 10.01.2017 / П.Н. Соловьев, А.В. Изотов, Б.А. Беляев.
288. Suzuki, M. Numerical study of the effective surface area of obliquely deposited thin films / M. Suzuki, Y. Taga // *J. Appl. Phys.* – 2001. – Vol. 90, № 11. – P. 5599–5605.
289. Smy, T. Three-dimensional simulation of film microstructure produced by glancing angle deposition / T. Smy, D. Vick, M.J. Brett, S.K. Dew, A.T. Wu, J.C. Sit, K.D. Harris // *J. Vac. Sci. Technol. A*. – 2000. – Vol. 18, № 5. – P. 2507.
290. Beleggia, M. On the computation of the demagnetization tensor field for an arbitrary particle shape using a Fourier space approach / M. Beleggia, M. De Graef // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – Vol. 263, № 1–2. – P. L1–L9.
291. Tandon, S. On the computation of the demagnetization tensor for uniformly magnetized particles of arbitrary shape. Part II: numerical approach / S. Tandon, M. Beleggia, Y. Zhu, M. De Graef // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – Vol. 271, № 1. – P. 27–38.
292. Beleggia, M. The equivalent ellipsoid of a magnetized body / M. Beleggia, M.D. Graef, Y.T. Millev // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 39, № 5. – P. 891–899.
293. Arranz, M.A. On the limits of uniaxial magnetic anisotropy tuning by a ripple surface pattern / M.A. Arranz, J.M. Colino, F.J. Palomares // *J. Appl. Phys.* – 2014. – Vol. 115, № 18. – P. 183906.
294. Körner, M. Two-magnon scattering in permalloy thin films due to rippled substrates / M. Körner, K. Lenz, R.A. Gallardo, M. Fritzsche, A. Mücklich, S. Facsko, J. Lindner, P. Landeros, J. Fassbender // *Phys. Rev. B*. – 2013. – Vol. 88, № 5. – P. 054405.

295. Oates, T.W.H. Self-organized metallic nanoparticle and nanowire arrays from ion-sputtered silicon templates / T.W.H. Oates, A. Keller, S. Noda, S. Facsko // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 93, № 6. – P. 063106.
296. Sarathlal, K.V. Growth study of Co thin film on nanorippled Si(100) substrate / K.V. Sarathlal, D. Kumar, A. Gupta // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – Vol. 98, № 12. – P. 123111.
297. Keller, A. Polycrystalline Ni thin films on nanopatterned Si substrates: From highly conformal to nonconformal anisotropic growth / A. Keller, L. Peverini, J. Grenzer, G.J. Kovacs, A. Mücklich, S. Facsko // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 84, № 3. – P. 035423.
298. Bukharia, K. Study of magnetic nanowires of amorphous Co<sub>20</sub>Fe<sub>60</sub>B<sub>20</sub> prepared by oblique angle deposition on nanorippled substrate / K. Bukharia, P. Karmakar, P. Pandit, A. Gupta // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2021. – Vol. 529 – P. 167842.
299. Körner, M. Quantitative imaging of the magnetic configuration of modulated nanostructures by electron holography / M. Körner, F. Röder, K. Lenz, M. Fritzsche, J. Lindner, H. Lichte, J. Fassbender // *Small.* – 2014. – Vol. 10, № 24. – P. 5161–5169.
300. Kondorsky, E. On the origin of oblique-incidence anisotropy in evaporated cobalt films / E. Kondorsky, P. Denisov // *IEEE Trans. Magn.* – 1970. – Vol. 6, № 2. – P. 167–169.
301. Stoner, E.C. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys / E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth // *IEEE Trans. Magn.* – 1991. – Vol. 27, № 4. – P. 3475–3518.
302. Афанасьев, Ю.В. Средства измерений параметров магнитного поля / Ю.В. Афанасьев, Н.В. Студенцов, В.Н. Хореев, Е.Н. Чечурина, А.П. Щелкин. – Л.: Энергия, 1979. – 320 с.
303. Erkan, K. A comparative analysis of geophysical fields for multi-sensor applications / K. Erkan, C. Jekeli // *J. Appl. Geophys.* – 2011. – Vol. 74, № 2–3. – P. 142–150.
304. Ciudad, D. Small fluxgate magnetometers: Development and future trends in Spain / D. Ciudad, M. Díaz-Michelena, L. Pérez, C. Aroca // *Sensors.* – 2010. – Vol. 10, № 3. – P. 1859–1870.
305. Gaffney, C. Detecting trends in the prediction of the buried past: A review of geophysical techniques in archaeology / C. Gaffney // *Archaeometry.* – 2008. – Vol. 50, № 2. – P. 313–336.
306. Magnetism in medicine: a handbook. Magnetism in medicine / ред. W. Andrä, H. Nowak. – Weinheim: Wiley-VCH, 2007. – 629 с.
307. Введенский, В.Л. Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм / В.Л. Введенский, В.И. Ожогин. – М.: Наука, 1986. – 200 с.
308. Díaz-Michelena, M. Small magnetic sensors for space applications / M. Díaz-Michelena // *Sensors.* – 2009. – Vol. 9, № 4. – P. 2271–2288.
309. The SQUID Handbook: Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems. The SQUID Handbook / eds. J. Clarke, A.I. Braginski. – Wiley, 2004. – 414 p.

310. High Sensitivity Magnetometers : Smart Sensors, Measurement and Instrumentation. Vol. 19 / eds. A. Grosz, M.J. Haji-Sheikh, S.C. Mukhopadhyay. – Cham: Springer International Publishing, 2017. – 576 p.
311. Aleksandrov, E.B. Modern radio-optical methods in quantum magnetometry / E.B. Aleksandrov, A.K. Vershovskii // *Phys.-Usp.* – 2009. – Vol. 52, № 6. – P. 573–601.
312. Абрамзон, Г.В. Индукционные измерительные преобразователи переменных магнитных полей / Г.В. Абрамзон, Ю.П. Обоишев. – Л.: Энергоатомиздат, 1984. – 120 с.
313. Ripka, P. Advances in fluxgate sensors / P. Ripka // *Sens. Actuators A Phys.* – 2003. – Vol. 106, № 1–3. – P. 8–14.
314. Irons, H. Magnetic thin-film magnetometers for magnetic-field measurement / H. Irons, L. Schwee // *IEEE Trans. Magn.* – 1972. – Vol. 8, № 1. – P. 61–65.
315. Bader, C. Recent advances in the thin-film inductance-variation magnetometer / C. Bader, C. DeRenzi // *IEEE Trans. Magn.* – 1974. – Vol. 10, № 3. – P. 524–527.
316. Belyaev, V.A. A microstrip thin-film low-field magnetic transducer / V.A. Belyaev, S.V. Butakov, A.A. Leksikov // *Russian Microelectronics.* – 2001. – Vol. 30, № 3. – P. 195–202.
317. Бабицкий, А.Н. Магнитометр слабых полей на резонаторном микрополосковом преобразователе с тонкими магнитными пленками / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, Г.В. Скоморохов, А.В. Изотов, Р.Г. Галеев // *Письма в ЖТФ.* – 2015. – Т. 41, № 7. – С. 36–44.
318. Бабицкий, А.Н. Магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных полей на резонансных микрополосковых преобразователях с тонкими магнитными пленками / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, Н.М. Боев, Г.В. Скоморохов, А.В. Изотов, Р.Г. Галеев // *ПТЭ.* – 2016, № 3. – С. 96–104.
319. Babitskii, A.N. Low noise wideband thin-film magnetometer / A.N. Babitskii, V.A. Belyaev, N.M. Boev, A.V. Izotov // *Proceedings of IEEE Sensors.* – Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2017. – P. 1–3.
320. Патент РФ № RU163174U1. Малогабаритный высокочастотный магнитометр: заявл. 19.10.2015, опубл. 10.07.2016, Бюл. №19. / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов.
321. Патент РФ № RU2712926C1. Тонкопленочный магнитометр слабых магнитных полей: заявл. 22.04.2019, опубл. 03.02.2020, Бюл. №4. / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, А.В. Бурмитских, С.А. Клешнина.
322. Патент РФ № RU2743321C1. Магнитометр на тонкой магнитной пленке: заявл. 22.06.2020, опубл. 17.02.2021, Бюл. №5. / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, А.В. Бурмитских, А.С. Волошин, А.О. Афонин, А.В. Угрюмов.
323. Belyaev, V.A. The behavior of coupling coefficients of coupled microwave quarter-wave resonators / V.A. Belyaev, A.M. Serzhantov // *Journal of Communications Technology and Electronics.* – 2004. – Vol. 49, № 3. – P. 275–281.

324. Belyaev, B.A. Resonance sensors for measuring dielectric spectra of liquid crystals in a wide frequency range / B.A. Belyaev, N.A. Drokin, V.F. Shabanov // *Instrum. Exp. Tech.* – 2006. – Vol. 49, № 5. – P. 696–702.
325. Belyaev, B.A. Magnetic properties of permalloy thin film edges / B.A. Belyaev, N.M. Boev, A.V. Izotov, G.V. Skomorokhov, P.N. Solov'ev // *Russ. Phys. J.* – 2020. – Vol. 63, № 1. – P. 16–22.
326. Belyaev, B.A. Study of the weak field sensor on the resonant microstrip structure with a thin ferromagnetic film / B.A. Belyaev, N.M. Boev, A.V. Izotov, P.N. Solov'ev, V.V. Tyurnev // *Russ. Phys. J.* – 2018. – Vol. 61, № 8. – P. 1367–1375.
327. Callen, H.B. Irreversibility and generalized noise / H.B. Callen, T.A. Welton // *Phys. Rev.* – 1951. – Vol. 83, № 1. – P. 34–40.
328. Ландау, Л.Д. Статистическая физика. Часть 1 / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1976. – 584 с.
329. Vetoshko, P.M. Epitaxial yttrium iron garnet film as an active medium of an even-harmonic magnetic field transducer / P.M. Vetoshko, M.V. Valeiko, P.I. Nikitin // *Sens. Actuators A Phys.* – 2003. – Vol. 106, № 1–3. – P. 270–273.
330. Ветошко, П.М. Перемагничивание однородным вращением феррит-гранатовых пленок в чувствительных элементах магнитных сенсоров : дис. ... канд. физ-мат. наук : 01.04.11 / П.М. Ветошко. – Москва: ФГБУН Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 2017. – 134 с.
331. Лесник, А.Г. Статистическая трактовка влияния неоднородностей анизотропии на ферромагнитный резонанс в пленках. II / А.Г. Лесник // *ФММ.* – 1969. – Т. 28, № 1. – С. 84–91.
332. Bozorth, R.M. The permalloy problem / R.M. Bozorth // *Rev. Mod. Phys.* – 1953. – Vol. 25, № 1. – P. 42–48.
333. Saito, N. A new type of magnetic domain structure in negative magnetostriction Ni-Fe films / N. Saito, H. Fujiwara, Y. Sugita // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1964. – Vol. 19, № 7. – P. 1116–1125.
334. Wei, J. Top-down control of dynamic anisotropy in permalloy thin films with stripe domains / J. Wei, Z. Zhu, H. Feng, J. Du, Q. Liu, J. Wang // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2015. – Vol. 48, № 46. – P. 465001.
335. Thickness-dependent on the static magnetic properties and dynamic anisotropy of FeNi films with stripe domain structures / D. Cao, L. Pan, X. Cheng, Z. Wang, H. Feng, Z. Zhu, J. Xu, Q. Li, S. Li, J. Wang, [et al.] // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2018. – Vol. 51, № 2. – P. 025001.
336. Sugita, Y. Critical thickness and perpendicular anisotropy of evaporated permalloy films with stripe domains / Y. Sugita, H. Fujiwara, T. Sato // *Appl. Phys. Lett.* – 1967. – Vol. 10, № 8. – P. 229–231.

337. Chapman, J.N. Strong stripe domains: II. investigations into the two-dimensional nature of domain walls / J.N. Chapman, R.P. Ferrier // *Phil. Mag.: A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics*. – 1973. – Vol. 28, № 3. – P. 581–595.
338. Hubert, A. Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures. *Magnetic domains* / A. Hubert, R. Schäfer. – Springer Science & Business Media, 2008.
339. Solovev, P.N. Micromagnetic simulation of domain structure in thin permalloy films with in-plane and perpendicular anisotropy / P.N. Solovev, A.V. Izotov, B.A. Belyaev, N.M. Boev // *Physica B*. – 2021. – Vol. 604 – P. 412699.
340. Murayama, Y. Micromagnetics on stripe domain films. I. Critical cases / Y. Murayama // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1966. – Vol. 21, № 11. – P. 2253–2266.
341. Svalov, A.V. Structure and magnetic properties of thin permalloy films near the “transcritical” state / A.V. Svalov, I.R. Aseguinolaza, A. Garcia-Arribas, I. Orue, J.M. Barandiaran, J. Alonso, M.L. Fernández-Gubieda, G.V. Kurlyandskaya // *IEEE Trans. Magn.* – 2010. – Vol. 46, № 2. – P. 333–336.
342. Egelhoff, W.F. 400-fold reduction in saturation field by interlayering / W.F. Egelhoff, J. Bonevich, P. Pong, C.R. Beauchamp, G.R. Stafford, J. Unguris, R.D. McMichael // *J. Appl. Phys.* – 2009. – Vol. 105, № 1. – P. 013921.
343. Greve, H. Nanostructured magnetic Fe–Ni–Co/Teflon multilayers for high-frequency applications in the gigahertz range / H. Greve, C. Pochstein, H. Takele, V. Zaporozhchenko, F. Faupel, A. Gerber, M. Frommberger, E. Quandt // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89, № 24. – P. 242501.
344. Беляев, Б.А. Доменная структура и процессы перемагничивания многослойных систем из тонких пленок пермаллоя с немагнитными прослойками / Б.А. Беляев, Н.М. Боев, А.В. Изотов, П.Н. Соловьев // *Известия ВУЗов. Физика*. – 2021. – Т. 64, № 6. – С. 170–176.
345. Боев, Н.М. Разработка и исследование широкополосного магнитометра слабых магнитных полей на основе микрополоскового резонатора с тонкой магнитной пленкой : дис. ... канд. физ-мат. наук : 01.04.01 / Н.М. Боев. – Красноярск: Институт Физики им. Киренского СО РАН, 2019. – 143 с.
346. Bartington Instruments [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.bartington.com/>. – Дата доступа: 24.05.2022.