

На правах рукописи



Изотов Андрей Викторович

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

Специальность 1.3.12. Физика магнитных явлений

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Красноярск 2023

Работа выполнена в Институте физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук (ИФ СО РАН) – обособленном подразделении Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН).

**Научный консультант:** доктор технических наук, профессор  
**Беляев Борис Афанасьевич**

**Официальные оппоненты:** **Ринкевич Анатолий Брониславович**, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, старший научный сотрудник, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, главный научный сотрудник лаборатории квантовой наноспинтроники.

**Курляндская Галина Владимировна**, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», профессор-исследователь кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов.

**Самардак Александр Сергеевич**, доктор физико-математических наук, доцент, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Дальневосточный федеральный университет», проректор по научной работе, профессор Департамента общей и экспериментальной физики Института наукоемких технологий и передовых материалов.

**Ведущая организация:** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, г. Москва

Защита состоится 26 мая 2023 г. в 14:30 на заседании диссертационного совета 24.1.228.01 в ИФ СО РАН, по адресу: 660036, Красноярский край, г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН и на сайте по адресу [http://kirensky.ru/zdoc/2023/diss\\_izotov.pdf](http://kirensky.ru/zdoc/2023/diss_izotov.pdf)

Автореферат разослан «\_\_\_» марта 2023 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук



Втюрин Александр Николаевич

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### 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].

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 [3], магнитомягкие нанокристаллические материалы, например сплавы на основе железа, такие как FeNi, FeCuNbSiB, FeNbCu или FeZrB (Cu), имеют намного более высокие значения намагниченности насыщения и магнитной проницаемости [4]. Кроме того, нанокристаллические металлические сплавы проявляют более высокие значения электрического сопротивления и, как следствие, демонстрируют меньшие потери на вихревые токи, чем их монокристаллические аналоги [5].

Тонкие пленки и многослойные структуры из магнитомягких нанокристаллических материалов вызывают у разработчиков устройств особый интерес [6]. 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 [7, 8]. 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 [9, 10]. Соотношение Аше [10, 11], 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 [4].

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 [4, 12, 13], 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 двухмагнетонной 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 двуосный характер. Получены аналитические выражения для определения параметров одноосной магнитной анизотропии, индуцированной двуосными 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 соб-

ственных значений и собственных векторов, а также метод неопределенных коэффициентов при решении системы линеаризованных дифференциальных 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 ( $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$ ) 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 Нетзельмана 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 самым кратно 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 магнитных 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, Япо-

ния – 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.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** дано обоснование актуальности темы диссертации, сформулированы цели и задачи исследования, отмечены научная новизна, теоретическая и практическая значимость результатов работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** носит обзорный характер и посвящена общим характеристикам СВЧ-магнитных материалов и предъявляемым к ним требованиям. В **разделе 1.1** 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.

В **разделе 1.2** кратко сформулированы предъявляемые к магнитным СВЧ-материалам требования и выработаны основные критерии их оценки. Далее в **разделе 1.3** рассмотрены традиционно используемые в СВЧ-технике ферриты. Проанализированы достоинства и недостатки ферритов-шпинелей, гранатов и гексаферритов. Основное внимание в данной главе (**раздел 1.4**) 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.

**Вторая глава**<sup>1</sup> посвящена экспериментальным методам исследования магнитных характеристик нанокристаллических тонких пленок в СВЧ-диапазоне. В **разделе 2.1** дано описание двух разработанных в ИФ СО РАН экспериментальных установок. 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. Приведены их схемы, принцип действия и основные характеристики.

---

<sup>1</sup> Материалы главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора: А1, А4, А21, А27, А29, А32, А38, А40, А42, А46–48, А52, А55, А57, А59.

В разделе 2.2 подробно рассмотрена предложенная методика определения параметров магнитной анизотропии тонких пленок из угловых зависимостей поля ФМР. Сформулированы ключевые проблемы, связанные с ее реализацией, а также показаны способы их решения.

Для обоснования методики выражение для плотности свободной энергии однородно намагниченной в плоскости ТМП записывается в общем виде

$$F(\theta, \varphi) = -M_s H \cos(\varphi - \varphi_H) \sin \theta + F^a(\theta, \varphi), \quad (1)$$

где  $\varphi_H$  – направление внешнего поля  $H$ ,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\theta$  и  $\varphi$  обозначают соответственно полярный и азимутальный углы намагниченности, а  $F^a(\theta, \varphi)$  описывает плотность энергии магнитной анизотропии пленки. С использованием значений частных производных  $F_{ij}^a$  ( $i, j = \theta, \varphi$ ) для равновесных углов намагниченности  $\varphi = \varphi_M$  и  $\theta = \pi/2$  задача об однородном ферромагнитном резонансе ТМП сводится к системе двух связанных нелинейных уравнений

$$\begin{cases} \left[ H_R \cos(\varphi_M - \varphi_H) + \frac{F_{\varphi\varphi}^a}{M_s} \right] \times \left[ H_R \cos(\varphi_M - \varphi_H) + \frac{F_{\theta\theta}^a}{M_s} \right] - \frac{F_{\theta\varphi}^a{}^2}{M_s^2} = \left( \frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2, \\ H_R \sin(\varphi_M - \varphi_H) + F_{\varphi}^a / M_s = 0, \end{cases} \quad (2)$$

совместное решение которых дает возможность вычислить значение резонансного поля  $H_R$  для фиксированной частоты СВЧ-возбуждения  $f_0 = \omega_0/2\pi$ .

Для определения входящих в выражение  $F^a(\theta, \varphi)$  параметров магнитной анизотропии на основе экспериментальных значений резонансного поля  $H_R^{\text{exp}}$ , как правило, используются различные численные методы аппроксимации угловой зависимости  $H_R^{\text{exp}}(\varphi_H)$  теоретической кривой  $H_R(\varphi_H)$ . Как указано в разделе 2.2, практическая реализация таких методов сталкивается с тремя ключевыми проблемами, которые напрямую влияют на точность и достоверность получаемых результатов.

Первая проблема связана с реализацией алгоритма совместного решения системы нелинейных уравнений (2) для расчета теоретической угловой зависимости резонансного поля. Как показывает практика, с увеличением в теоретической модели пленки числа неизвестных параметров магнитной анизотропии резко растет не только время расчета  $H_R$ , но и количество трудно контролируемых ошибок, связанных с неоднозначностью выбора  $\varphi_M$  и  $H_R$ . В работе было предложено достаточно простое решение этой проблемы. Используя комплексную функцию  $Z(\varphi_M) = f(\varphi_M) + ig(\varphi_M)$ , где

$$f(\varphi_M) = -\frac{1}{2} \left( \frac{F_{\varphi\varphi}^a}{M_s} + \frac{F_{\theta\theta}^a}{M_s} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{F_{\varphi\varphi}^a}{M_s} - \frac{F_{\theta\theta}^a}{M_s} \right)^2 + \left( \frac{F_{\theta\varphi}^a}{M_s} \right)^2} + \left( \frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2, \quad g(\varphi_M) = -F_{\varphi}^a / M_s, \quad (3)$$

система уравнений (2) была преобразована к виду

$$\varphi_H = \varphi_M - \arg(Z(\varphi_M)), \quad H_R = |Z(\varphi_M)|. \quad (4)$$

В результате были получены два нелинейных уравнения, одно из которых является независимым. Первое независимое уравнение с помощью простого итерационного алгоритма позволяет определять равновесные направления намагниченности  $\varphi_M$  для любых параметров магнитной анизотропии. Второе – рассчитывать для заданной частоты СВЧ-возбуждения значения полей ФМР.

Другой важной проблемой, с которой приходится сталкиваться при реализации методики определения магнитных параметров, является проблема выбора релевантной теоретической модели для адекватного описания анизотропных свойств экспериментально измеряемых образцов ТМП. На магнитную анизотропию тонких пленок может оказывать влияние большое количество самых различных факторов. Как правило, энергия  $F^a$  пленок является результатом суперпозиции нескольких анизотропных вкладов, из-за чего достаточно сложно изначально определить ее аналитический вид. В разделе 2.2 рассмотрена общая «универсальная» феноменологическая модель ТМП на основе разложения функции  $F^a(\theta, \varphi)$  в ряд Фурье по азимутальному углу намагниченности, а также вытекающая из этого проблема точности определения эффективных параметров планарной магнитной анизотропии методом ФМР.

Третья проблема связана с выбором вида целевой функции  $f_{obj}$  для реализации алгоритма минимизации расхождения между экспериментальной и теоретической кривыми. Как показывает практика, использование стандартного выражения  $f_{obj} = [H_R^{exp}(\varphi_H) - H_R(\varphi_H)]^2$  не всегда обеспечивает нахождение оптимальных параметров теоретической модели, а итоговый результат может сильно зависеть от выбора начальных значений и частоты проводимых измерений. В работе дано обоснование альтернативного варианта целевой функции  $f_{obj} = [H_R^{exp}(\varphi_H) \cos(\varphi_M - \varphi_H) - f(\varphi_M)]^2$  и показана целесообразность такого выбора.

В разделе 2.3 представлены два примера, демонстрирующие эффективность предложенной методики. В первом из них апробация методики была выполнена на трех экспериментальных образцах эпитаксиальных ТМП силицида железа FeSi, выращенных на вицинальных поверхностях Si(111) с паспортными значениями угла разориентации  $\delta = 0.1, 0.6$  и  $4^\circ$ . Для теоретического описания анизотропии магнитных свойств пленок использовалось выражение

$$\begin{aligned} F^a(\theta, \varphi) = & 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta - K_\perp \cos^2 \theta - K_1 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_1) - K_2 \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \varphi_2) + \\ & + K_4 \left( \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{4} \sin^4 \theta \right) - \frac{K_4 \sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cdot \sin 3(\varphi - \varphi_4) + \\ & + \delta \frac{K_4}{6} \left\{ \begin{aligned} & \sin 2\theta \cdot (7 \sin^2 \theta - 4) \cdot \sin(\varphi - \varphi_4 + \xi) + \\ & + \sqrt{2} \sin^2 \theta \cdot (7 \sin^2 \theta - 6) \cdot \cos 2(\varphi - \varphi_4 - \xi/2) - \\ & - \sqrt{2} \sin^4 \theta \cdot \cos 4(\varphi - \varphi_4 + \xi/4) \end{aligned} \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

с параметрами ортогональной  $K_{\perp}$ , однонаправленной  $K_1$  и  $\varphi_1$ , одноосной  $K_2$  и  $\varphi_2$ , кубической  $K_4$  и  $\varphi_4$  анизотропии. Помимо полярного угла разориентации  $\delta$  в выражении (5) дополнительно учитывался азимутальный угол разориентации  $\xi$ .

Было продемонстрировано, что предложенная 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 (рисунок 1).

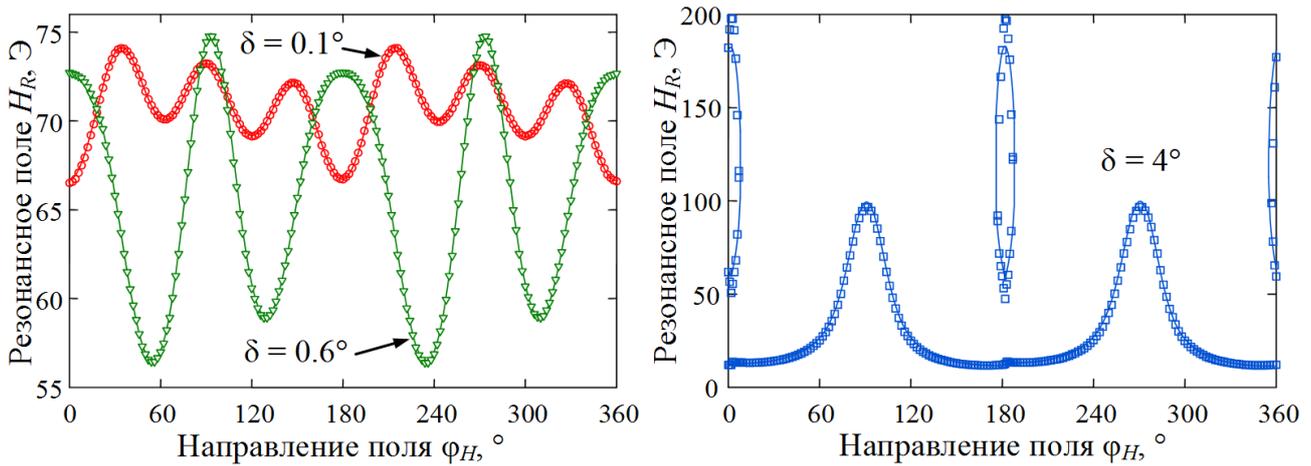


Рисунок 1 – Зависимость резонансного поля  $H_R$  от направления магнитного поля развертки  $\varphi_H$  для трех эпитаксиальных пленок FeSi, выращенных на вицинальных поверхностях Si(111) с  $\delta = 0.1, 0.6, 4^\circ$ . Маркеры – эксперимент, сплошная линия – теоретический расчет

Кроме того, показано, что с помощью предложенной методики помимо параметров магнитной анизотропии и эффективной намагниченности насыщения ( $M_{eff} = M_s - K_{\perp}/2\pi M_s$ ) можно одновременно определить полярный и азимутальный углы разориентации кристаллографической плоскости подложки эпитаксиальных пленок. Так, например, полученные с помощью методики экспериментальные значения угла разориентации  $\delta = 0.097, 0.63$  и  $3.85^\circ$  для исследуемых образцов пленок достаточно хорошо совпадают со значениями, заявленными производителями подложек.

В следующем части раздела 2.3 представлен пример, демонстрирующий эффективность методики при проведении измерений параметров планарной магнитной анизотропии пермаллоевой пленки  $Ni_{82}Fe_{18}$ , полученной вакуумным термическим напылением на подложку, наклоненную к молекулярному лучу под небольшим углом  $\sim 8^\circ$ , в присутствии плоскостного постоянного магнитного поля. Благодаря высокой чувствительности сканирующего спектрометра ФМР и точности используемой методики в исследуемом образце были обнаружены эффект компенсации одноосной магнитной анизотропии и формирование анизотропии четвертого и шестого порядков, которые, как правило, наблюдаются только в монокристаллических образцах. Для объяснения наблюдаемых эффектов рассмотрена и численно подтверждена гипотеза о возможном существовании в наклонно-осажденных в магнитном поле пленках двух обменно связанных фаз с различными параметрами одноосной магнитной анизотропии.

В третьей главе<sup>2</sup> представлены 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 разделе 3.1 рассмотрен эффективный подход для расчета равновесного распределения намагниченности в дискретной микромагнитной модели ферромагнетика, основанного на методе неопределенных множителей Лагранжа. В частности, для описания свойств нанокристаллического ферромагнетика рассмотрен функционал

$$F = \int_V \left[ -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M} + \frac{A}{M_s^2} (\nabla \mathbf{M})^2 - \frac{1}{2} \mathbf{H}^m \cdot \mathbf{M} - \frac{K_u}{M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n})^2 - \frac{K}{M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{l})^2 \right] dV, \quad (6)$$

учитывающий энергию намагниченности  $\mathbf{M}$  во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$ , энергию обменного взаимодействия с константой обменной жесткости  $A$ , энергию размагничивающего поля  $\mathbf{H}^m$  (магнитостатического взаимодействия), а также энергию магнитной анизотропии. Помимо общей для всего образца одноосной анизотропии с константой  $K_u$  и ортом легкой оси  $\mathbf{n}$ , дополнительно учитывалась энергия одноосной локальной магнитной анизотропии  $K$  со случайным направлением в кристаллитах осей легкого намагничивания  $\mathbf{l} = \mathbf{l}(\mathbf{r})$ .

Дискретизация ферромагнетика методом конечных разностей, при которой рассматриваемый объект разбивается на  $N$  одинаковых дискретных ячеек объемом  $V_0$  с векторами намагниченности  $\mathbf{M}_i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ), преобразует функционал энергии (6) к виду

$$F = -V_0 \sum_{i=1}^N \left[ \mathbf{H}_i \cdot \mathbf{M}_i + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \mathbf{M}_i G_{ij} \mathbf{M}_j \right], \quad (7)$$

удобному для записи в компактной матричной форме линейной алгебры

$$F(G, x, b) = -V_0 \left( \frac{1}{2} x^T G x + b^T x \right). \quad (8)$$

Здесь префикс « $T$ » означает транспонирование, а элементы обобщенной матрицы магнитного взаимодействия  $G = (G_{ij}) \in \mathbf{R}^{3N \times 3N}$  характеризуют только магнитные свойства самого ферромагнетика и не зависят ни от внешних условий, заданных вектором  $b = (\mathbf{H}_i) \in \mathbf{R}^{3N \times 1}$ , ни от распределения в нем намагниченности, заданного вектором  $x = (\mathbf{M}_i) \in \mathbf{R}^{3N \times 1}$ .

<sup>2</sup> Материалы главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора: A17, A19, A33–A37, A56, A58, A60.

Минимизация функционала энергии  $\delta F(\mathbf{M}_1, \dots, \mathbf{M}_N) = 0$  при заданном ограничении  $\mathbf{M}_i^2 = M_s^2$  методом неопределенных множителей Лагранжа  $\frac{\delta}{\delta \mathbf{M}_i} \left[ F + V_0 \frac{v_i}{2} \mathbf{M}_i^2 \right] = 0$  приводит к системе уравнений для нахождения равновесного распределения  $\mathbf{M}_0$  ферромагнетика

$$\mathbf{H}_i^{eff}(\mathbf{M}_{01}, \dots, \mathbf{M}_{0N}) = v_i \mathbf{M}_{0i} \quad (i=1, \dots, N), \quad (9)$$

где  $v_i$  – постоянные множители Лагранжа, а эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}_i^{eff} = -\frac{1}{V_0} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}_i} = \mathbf{H}_i + \sum_{j=1}^N G_{ij} \mathbf{M}_j. \quad (10)$$

Таким образом, задача определения равновесного состояния ферромагнетика сводится к матричному уравнению

$$Gx - Dx = -b \quad (11)$$

с диагональной матрицей  $D = \text{diag}(v_1, v_1, v_1, v_2, v_2, \dots, v_{3N})$ , для решения которого можно задействовать развитые численные методы линейной алгебры. В частности, в разделе 3.1 рассмотрен сравнительно простой и эффективный численный алгоритм, который представляет собой модификацию степенного метода, применяемого в линейной алгебре при решении частичной проблемы собственных значений. Предложены способы решения двух проблем, возникающих при реализации такого алгоритма. Первая связана с проблемой сходимости, в частности, с проблемой закливания итерационных вычислений из-за возникновения скачков между двумя неустойчивыми состояниями магнитной системы. Показано, что ее можно устранить заменой (11) новым уравнением

$$G'x - D'x = -b, \quad (11')$$

где  $G' = G - \lambda_{\min} E$ ,  $D' = D - \lambda_{\min} E$ ,  $E$  – единичная матрица, а  $\lambda_{\min}$  – минимальное собственное число матрицы  $G$ . Такой переход от (11) к (11') одновременно обеспечивает и максимальную скорость сходимости предложенного алгоритма. Вторая проблема связана с тем, что решение уравнения (11') автоматически не гарантирует устойчивость полученного равновесного распределения намагниченности. Для проверки на устойчивость предложено использовать значение минимального собственного значения  $\lambda_c$  матрицы  $C = G' - D0'$ , где диагональная матрица множителей Лагранжа  $D0'$  отвечает решению  $x = x_0$  уравнения (11'). Если  $\lambda_c > 0$ , то полученное решение  $x_0$  устойчиво. В противном случае, соответствующий  $\lambda_c$  собственный вектор позволяет определить направление релаксации системы, вдоль которого осуществляется поиск нового решения. Также в разделе 3.1 рассмотрены эффективные ускоряющие процедуры для предложенного алгоритма расчета. Показано, что использование ускоряющих процедур на основе методов разреженной матрицы и быстрого преобразования Фурье по-

зволяет 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 проводить исследование процессов их перемагничивания. В качестве примера в заключительной части раздела 3.1 приводится расчет петель гистерезиса для массивных (трехмерных), тонкопленочных (двумерных) и одномерных магнитомягких нанокристаллических материалов. Хорошее согласие результатов моделирования зависимости коэрцитивной силы от размера кристаллитов с результатами экспериментальных и теоретических работ других авторов свидетельствует о достоверности и обоснованности дискретной модели ферромагнетика и методов ее расчета.

На основе разработанной дискретной микромагнитной модели ферромагнетика в **разделе 3.2** подробно рассмотрена реализация двух эффективных методов численного анализа динамики намагниченности нанокристаллических пленок в СВЧ-полях. В первой части раздела 3.2 изложена процедура линеаризации системы нелинейных уравнений Ландау – Лифшица

$$\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i^{eff}] - \gamma \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_i \times [\mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i^{eff}] \quad (i=1, \dots, N), \quad (12)$$

описывающей в рамках численной модели динамику намагниченности ферромагнетика. Здесь  $\gamma$  – гиромагнитное отношение, а  $\alpha$  – параметр затухания. Поиск решения системы уравнений (12) в виде  $\mathbf{M}_i = \mathbf{M}_{0i} + \mathbf{m}_i(t)$  приводит к задаче определения равновесного состояния (9) для статической составляющей намагниченности  $\mathbf{M}_{0i}$  и в приближении малых колебаний  $|\mathbf{m}_i(t)| \ll |\mathbf{M}_{0i}|$  – к системе линейных неоднородных дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^N B_{ij} \mathbf{m}_j + N_i \mathbf{h}_i^{rf} \quad (i=1, \dots, N) \quad (13)$$

для вычисления динамического отклика магнитной системы  $\mathbf{m}_i(t)$  на внешнее воздействие высокочастотного поля  $\mathbf{h}_i^{rf}(t)$ . Входящие в (13) компоненты тензоров  $B_{ij} \in \mathbf{R}^{3 \times 3}$  и  $N_i \in \mathbf{R}^{3 \times 3}$ , как показано в разделе 3.2, характеризуются магнитными параметрами ферромагнетика, а также полученными при решении системы уравнений (9) значениями  $\mathbf{M}_{0i}$  и  $v_i$ .

Далее в разделе 3.2 рассмотрены два метода решения системы линеаризованных дифференциальных уравнений Ландау – Лифшица (13). Первый основан на представлении и поиске решения в виде разложения по линейно-независимым собственным векторам нормальных мод колебаний намагниченности.

Этот метод сводится к стандартной задаче линейной алгебры на собственные вектора  $\mathbf{V}_m$  и собственные значения  $\lambda_m$  матрицы  $B = (B_{ij}) \in \mathbf{R}^{3N \times 3N}$  и записи общего решения в виде

$$\mathbf{m}_j(t) = \sum_{m=1}^M c_m(t) \mathbf{V}_{mj} \quad (j=1,2,\dots,N), \quad (14)$$

где  $\mathbf{V}_{m1}; \mathbf{V}_{m2}; \dots; \mathbf{V}_{mN}$  – амплитуды колебаний намагниченности в каждой ячейке на частоте  $m$ -й моды,  $M$  – число учитываемых в расчете мод ( $M \leq 2N$ ). Величина  $c_m(t)$  характеризует степень возмущения  $m$ -й моды переменным магнитным полем  $\mathbf{h}_i^{rf}(t)$ . В разделе 3.2 приводится определяющая ее формула, а также выражение для расчета тензора высокочастотной восприимчивости ферромагнетика.

Во втором методе – методе неопределенных коэффициентов – с помощью подстановки  $\mathbf{m}_i(t) = \mathbf{m}_{0i} e^{-i\omega t}$  и  $\mathbf{h}_i^{rf}(t) = \mathbf{h}_{0i} e^{-i\omega t}$  система дифференциальных уравнений (13) сводится к системе линейных неоднородных уравнений

$$-i\omega \mathbf{m}_{0i} = \sum_{j=1}^N B_{ij} \mathbf{m}_{0j} + N_i \mathbf{h}_{0i}, \quad (15)$$

последующее решение которой можно осуществлять стандартными численными методами линейной алгебры. Однако, как показано в работе, систему уравнений (15) можно сильно упростить, за счет уменьшения числа неизвестных с  $3N$  до  $2N$ . Для этого было предложено в каждой дискретной ячейке осуществить переход в новую систему координат, связанную с равновесным направлением намагниченности в ней. Такой переход, по сути, позволяет свести решение трехмерной задачи к двухмерной и, как следствие, значительно снизить требования к объему используемой оперативной памяти ЭВМ и времени расчета.

Для сравнительного анализа и оценки эффективности рассмотренных методов в разделе 3.2 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 разделе 3.3 приводится краткое описание архитектуры и основных компонентов программы для ЭВМ «MultiLayers», разработанной на основе представленных в разделах 3.1 и 3.2 численных методов. Программа (рисунок 2) 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. В программе реализована поддержка вычислений, в том числе, с использованием графического процессора (GPU) компьютера, что в совокупности с эффективными методами расчета обеспечивает более высокие показатели скорости расчета, по сравнению с некоторыми их доступных и широко используемых на практике программ численного микромагнитного моделирования.

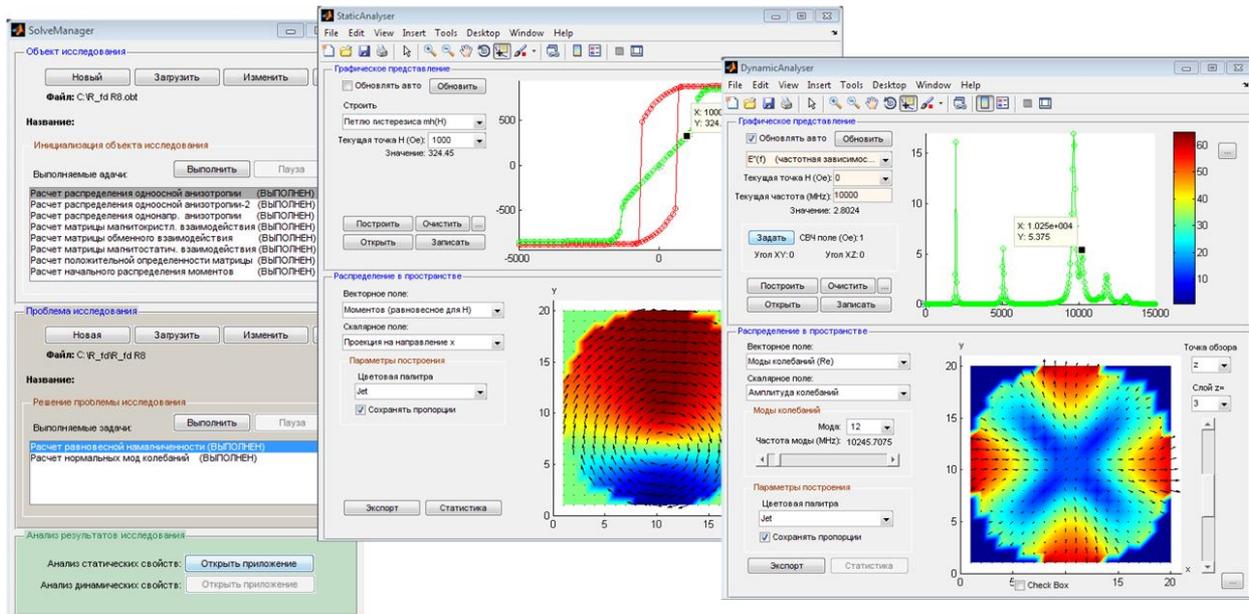


Рисунок 2 – Интерфейс программы для ЭВМ «MultiLayers»

Четвертая глава<sup>3</sup> диссертации посвящена установлению фундаментальной связи между размером кристаллитов и магнитными свойствами нанокристаллических тонких пленок. Для этого в разделе 4.1 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 и 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 с длиной волны  $\lambda_R$ , зависящей как от магнитных параметров самой пленки, так и от величины приложенного внешнего поля (рисунок 3). Корреляционный анализ 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 [14] и Хартом [15] аналитических выражений для описания статических свойств нанокристаллических ТМП.

<sup>3</sup> Материалы главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора: A2, A8, A9, A17–A19, A22, A43.



Рисунок 3 – Схематическая иллюстрация формирования квазипериодической магнитной структуры в нанокристаллической тонкой магнитной пленке

Далее в разделе 4.1 представлены результаты численного исследования влияния 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 [16]. 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 (рисунок 4, а).

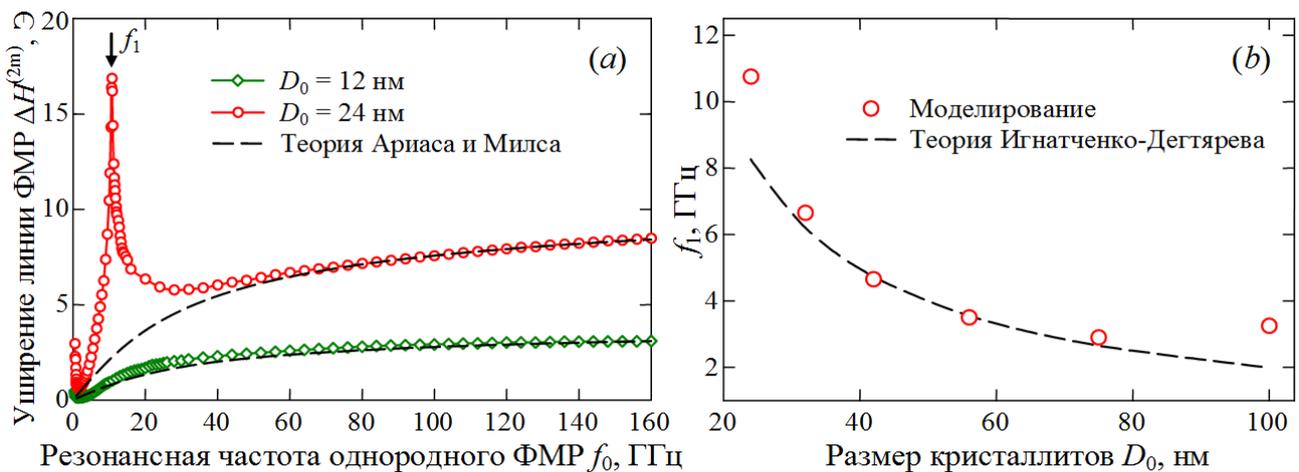


Рисунок 4 – (а) Частотные зависимости уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  нанокристаллических пленок с размером кристаллитов  $D_0 = 12$  и  $24$  нм. (б) Зависимость резонансной частоты  $f_1$  от размера  $D_0$  ТМП. Маркеры – микромагнитное моделирование, штриховые линии – теория

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 [17] (рисунок 4, *b*).

Для экспериментальной проверки результатов численного микромагнитного моделирования были проведены исследования двух нанокристаллических пермаллоевых  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  пленок толщиной  $d = 40$  нм, различающихся размерами кристаллитов (раздел 4.2). Пленки были изготовлены одновременно в ходе единого цикла осаждения методом магнетронного распыления. По окончании осаждения пленок один из образцов подвергался дополнительному отжигу при температуре  $350$  °С в течение 3 часов, который, как показали результаты просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), привел к росту среднего размера кристаллитов  $D_0$  с 11.6 нм до 40.1 нм. Кроме того, исследования магнитной микроструктуры пленок методом Лоренцевой ПЭМ обнаружили рост амплитуды «ряби» намагниченности с увеличением  $D_0$ .

Исследования пленок с помощью широкополосного спектрометра ФМР показали, что в отожженной пленке с  $D_0 = 40.1$  нм, в отличие от исходного образца с  $D_0 = 11.6$  нм, на частоте  $\sim 5$  ГГц наблюдается резкое уширение линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$ , которое сопровождается значительным смещением резонансного поля ФМР  $H^{(2m)}$  (маркеры на рисунке 5). Для детального анализа обнаруженного эффекта результаты структурных и магнитоструктурных исследований, а также результаты ФМР-измерений, были дополнены результатами микромагнитного моделирования магнитной структуры и высокочастотной магнитной проницаемости исследуемых образцов. В частности, на рисунке 5 сплошными линиями показаны зависимости  $\Delta H^{(2m)}(f_0)$  и  $H^{(2m)}(f_0)$ , полученные на основе численного расчета без учета дисперсии размера кристаллитов ТМП, а пунктирными линиями – с учетом дисперсии для отожженной пленки.

Для объяснения механизма и особенностей формирования эффекта резкого уширения и смещения линии ФМР в разделе 4.2 дополнительно рассмотрена двухмагنونная модель рассеяния. В рамках этой модели квазипериодическая магнитная структура «рябь» намагниченности с периодом  $\lambda_R$  и волновым чис-

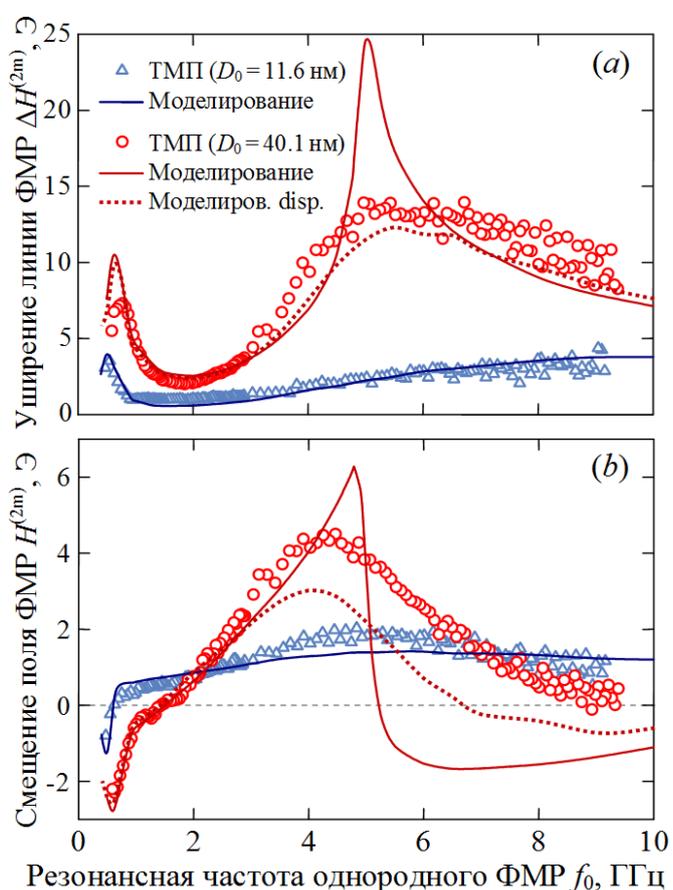


Рисунок 5 – Частотные зависимости уширения линии ФМР  $\Delta H^{(2m)}$  (a) и смещения резонансного поля  $H^{(2m)}$  (b). Маркеры – эксперимент, линии – микромагнитное моделирование

лом  $k_R = 2\pi/\lambda_R$  приводит к связи между собственными магнитными колебаниями (спиновыми волнами) ТМП. В результате формируется канал, обеспечивающий перекачку энергии однородных колебаний (однородного ФМР) на частоте  $\omega_0$  с  $k = 0$  в энергию спиновой волны с частотой  $\omega_k = \omega_0$  и волновым числом  $k_s = k_R$  (рисунок 6, а). Происходит так называемое двухмагннное рассеяние спиновых волн на магнитных неоднородностях, сопровождаемое уширением линии ФМР и смещением резонансного поля. Для ТМП со средним размером кристаллитов  $D_0 = 40.1$  нм условие  $k_s = k_R$  выполняется на частоте  $\sim 5$  ГГц (рисунок 6, б), соответствующей максимуму уширения линии ФМР, тогда как для пленки с  $D_0 = 11.6$  нм во всем частотном диапазоне  $k_s \neq k_R$ , и, как следствие, эффект резкого уширения линии ФМР отсутствует.

В рамках этой двухмагннной модели рассеяния было получено выражение для порогового значения размера кристаллитов  $D_{cr}$ , выше которого в нанокристаллических тонких пленках возникает эффект резкого уширения и смещения линии ФМР. Как показано в разделе 4.2, 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.

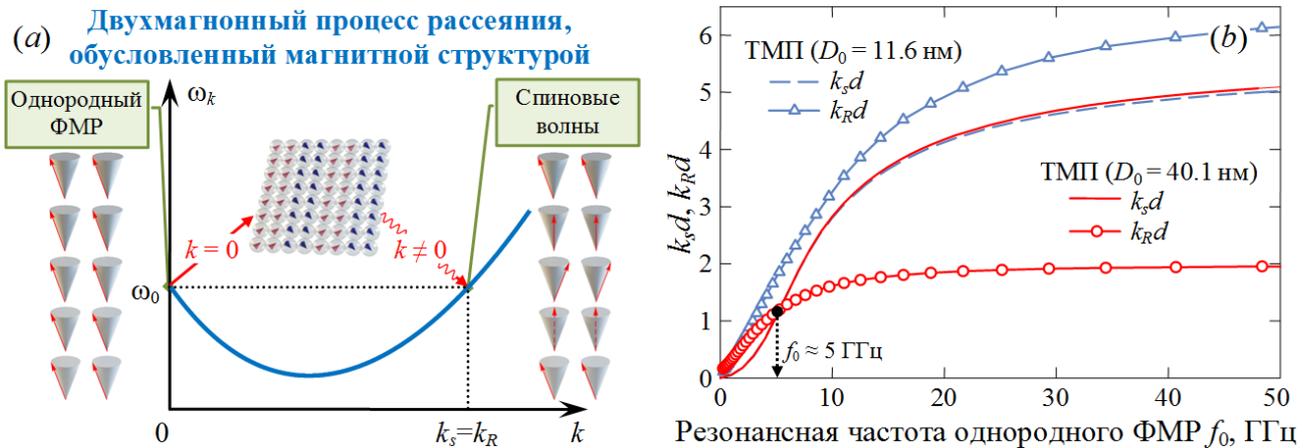


Рисунок 6 – (а) Дисперсионная зависимость спиновых волн ТМП и схематическая иллюстрация двухмагннного процесса рассеяния на квазипериодической магнитной структуре – «ряби» намагниченности. (б) Частотная зависимость волнового числа  $k_s$  (линии) и волнового числа «ряби» намагниченности  $k_R$  (маркеры) для ТМП с  $D_0 = 11.6$  и  $40.1$  нм

Важным фактором, оказывающим влияние практически на все магнитные характеристики материалов, являются механические напряжения. 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 пятой главе<sup>4</sup> теоретически и

<sup>4</sup> Материалы главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора: A11, A39–A42, A51.

экспериментально исследована природа формирования магнитной анизотропии нанокристаллических тонких пленок под воздействием неоднородных упругих напряжений и деформаций.

В разделе 5.1 с помощью сканирующего спектрометра ФМР и теоретических расчетов подробно изучено влияние неоднородных напряжений на одноосную магнитную анизотропию и ее распределение по площади нанокристаллических пленок. В частности, численные расчеты компонент тензоров упругих деформаций и напряжений, создаваемых в упругоизотропной ТМП методом изгиба упругоизотропной подложки, показали, что напряжения  $\sigma_{xx}^e$ ,  $\sigma_{yy}^e$  и  $\sigma_{xy}^e$  неоднородно распределены по площади образца и носят двусный характер (рисунок 7). Установлено, что сдвиговые компоненты  $\sigma_{xy}^e$  тензора напряжений лишь на порядок меньше по величине диагональных компонент, поэтому они также оказывают заметное влияние на формирование магнитной анизотропии.

В рамках феноменологической модели ТМП получены аналитические выражения для определения величины поля

$$H_{\sigma} = \mp \frac{3\lambda_s}{M_s} \sqrt{(\sigma_{xx}^e - \sigma_{yy}^e)^2 + 4\sigma_{xy}^e{}^2} \quad (16)$$

и направления  $\varphi_{\sigma}$

$$\text{tg}2\varphi_{\sigma} = \frac{2\sigma_{xy}^e}{\sigma_{xx}^e - \sigma_{yy}^e} \quad (17)$$

одноосной магнитной анизотропии, индуцированной двусными упругими напряжениями. В формуле (16) верхний знак вычитания соответствует случаю  $\sigma_{xx}^e \leq \sigma_{yy}^e$ , а  $\lambda_s$  обозначает константу магнитострикции.

Проведенные с помощью сканирующего спектрометра ФМР измерения распределения параметров магнитной одноосной анизотропии по площади подвергнутому изгибу экспериментальных образцов тонких пленок  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$  полностью подтвердили результаты теоретических расчетов.

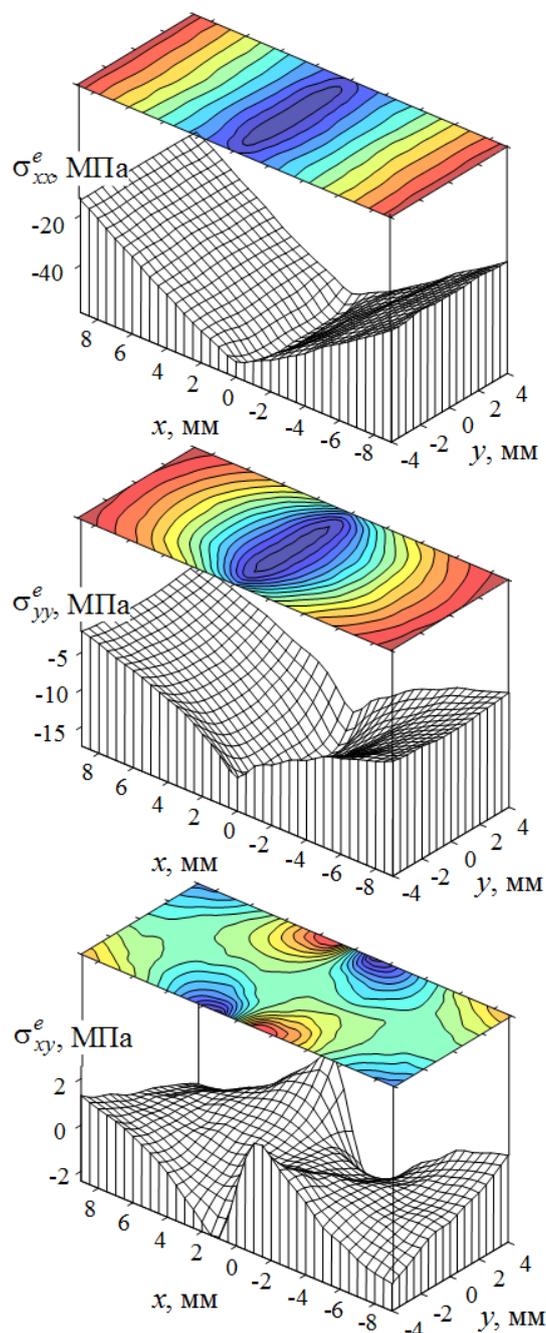


Рисунок 7 – Распределение компонент тензора напряжений по площади ТМП на изогнутой стеклянной подложке

В разделе 5.2 представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований обнаруженного в нанокристаллической тонкой пермаллоевой пленке нового явления – однонаправленной магнитной анизотропии, индуцированной неоднородными деформациями. В отличие от хорошо изученной однонаправленной анизотропии, возникающей в ферромагнитно-антиферромагнитных системах обменной анизотропии, а также однонаправленной анизотропии в «слабых ферромагнетиках», обусловленной взаимодействием Дзялошинского – Мории, однонаправленная магнитная анизотропия, индуцированная градиентами упругой деформации, обнаружена впервые.

Исследуемый образец нанокристаллической пленки  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  со средним размером кристаллитов 8 нм был изготовлен вакуумным термическим распылением пермаллоя на стеклянную подложку со специальным профилем – ступенькой толщины. Для создания деформации в плоскости ТМП использовалось специально разработанное устройство, обеспечивающее контролируемый изгиб подложки (рисунок 8, а). Результаты измерений с помощью сканирующего спектрометра ФМР показали, что помимо неоднородной одноосной магнитной анизотропии с полем  $H_2$  и направлением оси легкого намагничивания (ОЛН)  $\varphi_2$  (рисунок 8, б) под воздействием градиентных деформаций (напряжений) в ТМП формируется однонаправленная анизотропия с полем  $H_1$  и направлением  $\varphi_1$  (рисунок 8, с).

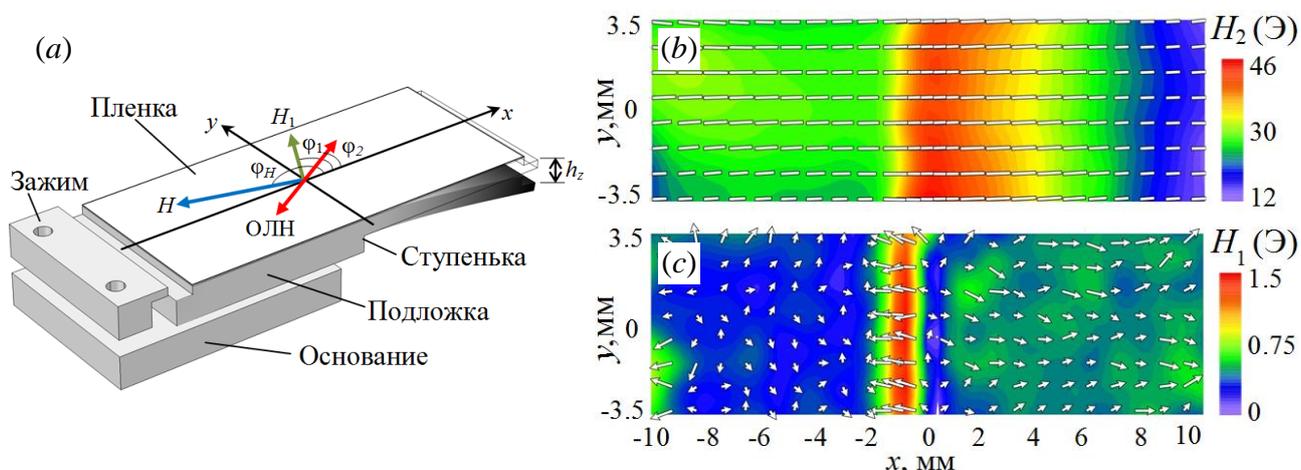


Рисунок 8 – Схематическое изображение держателя устройства для контролируемой деформации подложки с ТМП – (а). Распределение параметров одноосной  $H_2$  – (б), и однонаправленной  $H_1$  – (с) магнитной анизотропии по площади ТМП  $\text{Ni}_{71.5}\text{Fe}_{28.5}$  под воздействием изгибной деформации подложки ( $h_z = 140$  мкм). Белые черточки и стрелки – направление осей легкого намагничивания и однонаправленной анизотропии соответственно

Для объяснения природы однонаправленной магнитной анизотропии на основе макроскопической (феноменологической) теории флексомагнитного эффекта, разработанной Елисеевым и др. [18], в работе рассмотрено выражение для плотности магнитоупругой энергии

$$F^{me} = -\frac{3}{2} \frac{\lambda_s}{M_s^2} \frac{E}{1+\nu} u M_x^2 + \frac{Q}{2} \frac{\partial u}{\partial x} M_x = -\frac{H_2 M_s}{2} \cos^2 \varphi - H_1 M_s \cos \varphi, \quad (18)$$

описывающее магнитомеханическую связь однородно намагниченной, упруго- и магнитоизотропной пленки с модулем Юнга  $E$  и коэффициентом Пуассона  $\nu$  под действием одноосной деформации  $u$  вдоль оси  $x$ .

Выражение (18) показывает, что эффект Виллари (магнестрикционный вклад в термодинамический потенциал) приводит к одноосной магнитной анизотропии с эффективным полем  $H_2 = 3\lambda_s / M_s \cdot E / (1 + \nu) \cdot u$ , тогда как флексомагнитный эффект, устанавливающий связь между изменением намагниченности пленки и величиной градиента деформации, должен проявляться в виде однонаправленной магнитной анизотропии с эффективным полем

$$H_1 = -\frac{Q}{2} \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{Q}{2} \nabla u, \quad (19)$$

где  $Q$  – коэффициент флексомагнитной связи. Данный вывод отчетливо подтверждается результатами сравнительного анализа экспериментальных измерений и теоретических расчетов на рисунке 9 для исследуемого образца нанокристаллической пленки.

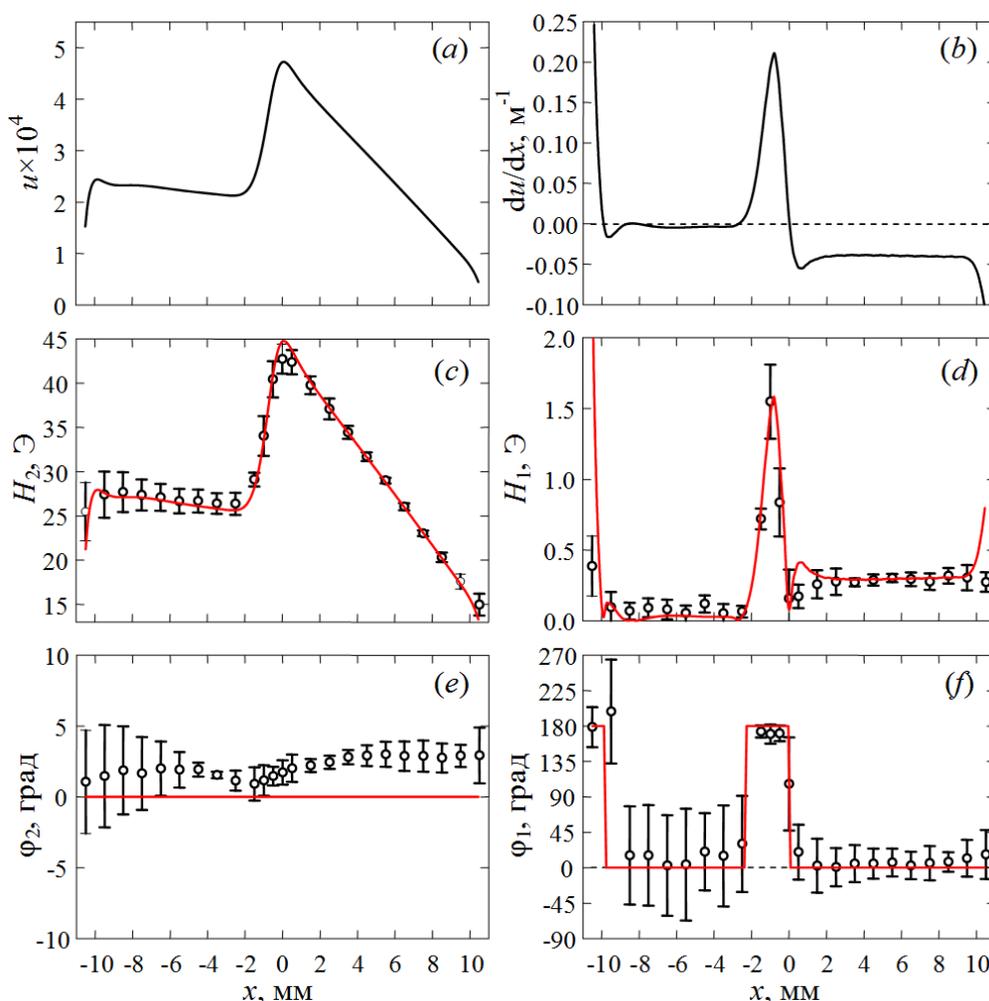


Рисунок 9 – Зависимости от координаты  $x$  усредненных вдоль оси  $y$  параметров ТМП: (a, b) – одноосной деформации  $u(x)$  и ее производной  $du(x)/dx$ ; (c, d) – величины поля одноосной  $H_2$  и однонаправленной  $H_1$  магнитной анизотропии; (e, f) – направления ОЛН  $\varphi_2$  и однонаправленной анизотропии  $\varphi_1$ . Маркеры – эксперимент, линии – расчет

В результате проведенных исследований 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.

**Шестая глава**<sup>5</sup> посвящена изучению влияния текстуры подложки и наклонного осаждения атомов на формирование магнитных свойств нанокристаллических пленок. В **разделе 6.1** рассмотрены возможности достаточно простого и недорогого метода изготовления пленок большой площади с периодически модулированной структурой за счет формирования алмазным резцом параллельных рисок на поверхности подложки. Такие пленки представляют особый интерес, поскольку с помощью параметров текстуры можно обеспечить целенаправленный синтез ТМП с заданными для СВЧ-приложений характеристиками. Для демонстрации и апробации предложенного метода в работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований двух серий (Серия 1 и Серия 2) экспериментальных образцов тонких  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  пленок (рисунок 10).

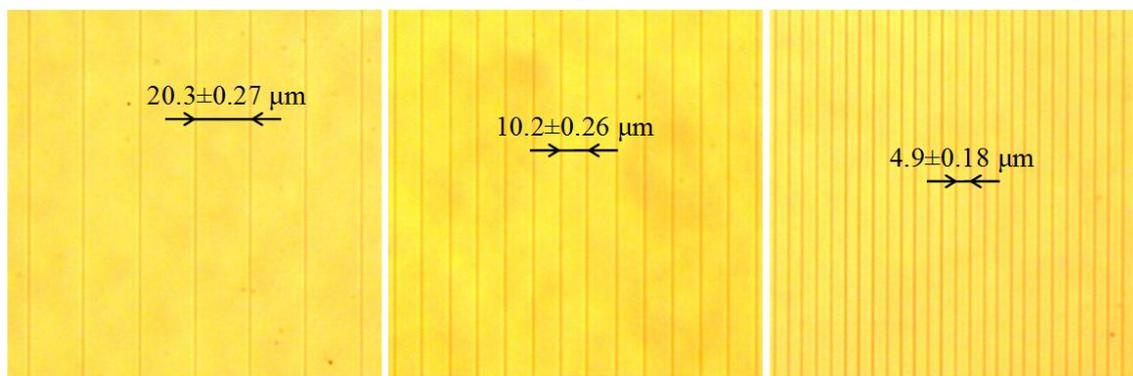


Рисунок 10 – Фотографии поверхности пленок Серии 1, полученные с помощью поляризационного оптического микроскопа Axio Imager.A1m (Carl Zeiss)

Пленки толщиной 110 нм были получены методом магнетронного распыления пермаллоя на подложки с периодическими параллельными рисками (канавками) на ее поверхности. Такая периодическая текстура с периодом  $l \approx 20, 10$  и 5 мкм для трех образцов из каждой серии создавалась на поверхности стеклянных подложек алмазным резцом с помощью специально разработанного автоматического координатографа. Причем сила нажима алмазного резца на поверхность стекла для Серии 2 была примерно в 1.5 раза выше, чем для Серии 1.

<sup>5</sup> Материалы главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора: А3, А5, А23, А24, А26, А28, А29, А31, А32, А53, А54.

В процессе осаждения пленок в их плоскости внешним постоянным магнитным полем индуцировалась одноосная магнитная анизотропия  $H_u \approx 6$  Э с ОЛН вдоль штрихов для образцов Серии 1 и ортогонально штрихам для образцов Серии 2 (рисунок 11, *a*).

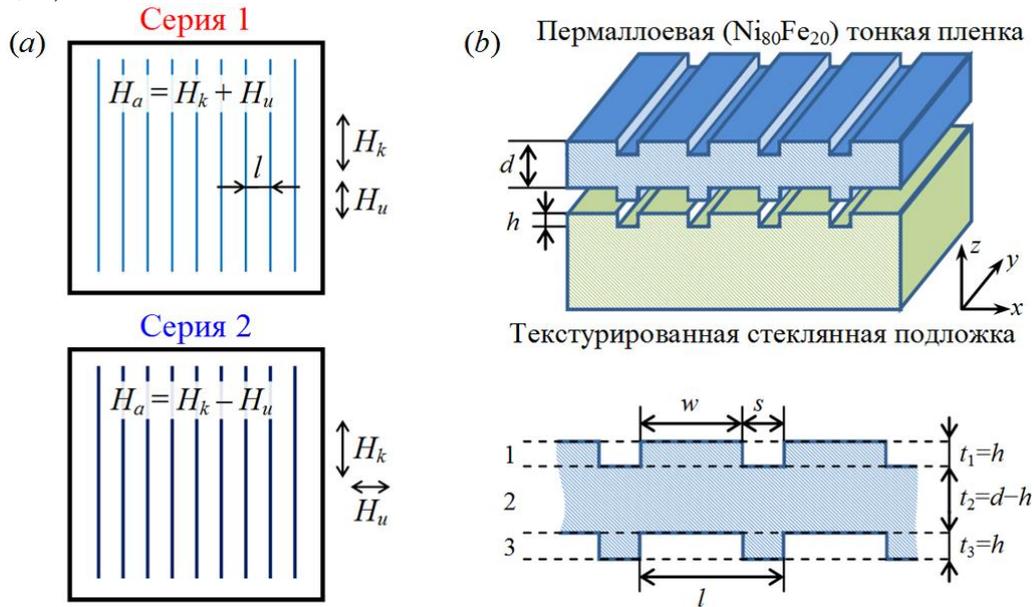


Рисунок 11 – (*a*) Схема формирования магнитной анизотропии  $H_a$  в образцах двух серий при наложении индуцированных внешним полем  $-H_u$  и периодической структурой пленок  $-H_k$  анизотропных вкладов. (*b*) Модель ТМП на периодически текстурированной подложке

Для анализа экспериментальных результатов в работе рассмотрена теоретическая модель магнитной пленки на периодически текстурированной подложке (рисунок 11, *b*) и на основе метода Нетцельмана [19] для расчета тензора размагничивающих факторов получены аналитические формулы для определения планарного  $H_k$  и ортогонального  $4\pi M_{eff}$  поля магнитной анизотропии изготовленных таким способом пленок

$$H_k = 4\pi M_s \frac{h^2}{dl}, \quad 4\pi M_{eff} = 4\pi M_s \left(1 - \frac{h^2}{dl}\right). \quad (20)$$

Исследования с помощью широкополосного спектрометра ФМР 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  $\sim 1/l$ . Этот вывод хорошо согласуется с выражением для  $H_k$  (22) и результатами расчета, представленными на рисунке 12 (*a*). Экспериментальные значения эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$  (рисунок 12, *b*) для различных значений  $l$  также находятся в хорошем согласии с результатами расчета по формуле (20).

В работе также показано, что с помощью периода текстуры подложки можно в широких пределах управлять частотой естественного ФМР пленок и,

как следствие, диапазоном рабочих частот СВЧ-устройств на их основе. Так, с уменьшением периода модуляции профиля пленок  $l$  и соответственно с ростом суммарной магнитной анизотропии  $H_a = H_k \pm H_u$  наблюдается рост частоты естественного ФМР  $f_0$ . Установлено, что уменьшение периода модуляции  $l$  с 20 до 5 мкм привело к росту резонансной частоты  $f_0$  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 13, *a*).

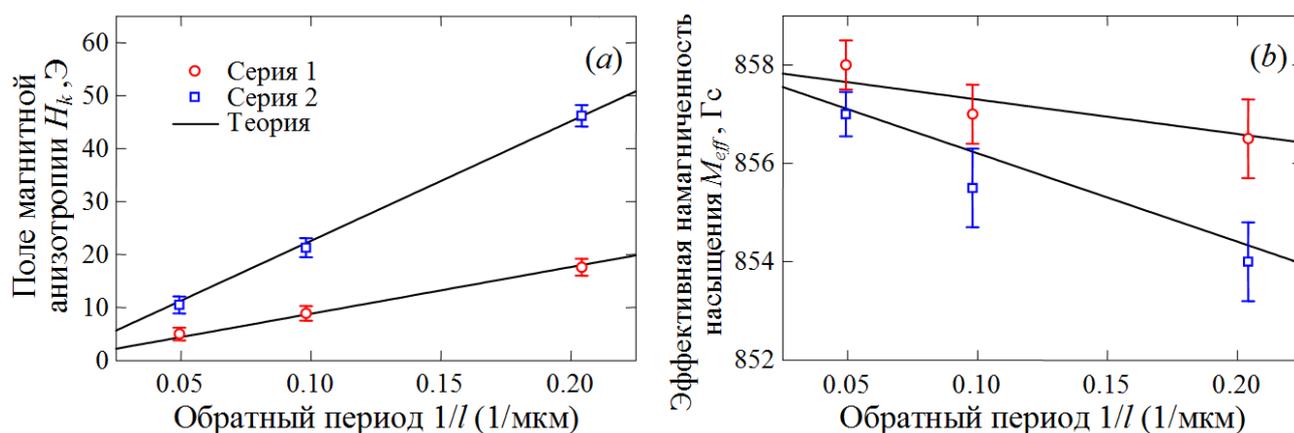


Рисунок 12 – Зависимость поля магнитной анизотропии  $H_k$  – (a) и эффективной намагниченности насыщения  $M_{eff}$  – (b) пленок от обратной величины периода текстуры подложки. Маркеры – эксперимент, сплошная линия – расчет по формулам (20)

Также было обнаружено снижение ширины линии естественного ФМР и, как следствие, эффективного параметра затухания  $\alpha$  пленок с уменьшением периода текстуры  $l$  (рисунок 13, *b*). В работе было показано, что рост эффективного внутреннего магнитного поля с уменьшением  $l$  приводит к подавлению неоднородной магнитной структуры, возникающей в нанокристаллических пленках из-за случайного распределения ОЛН кристаллитов и, как следствие, к снижению уровня затухания колебаний намагниченности.

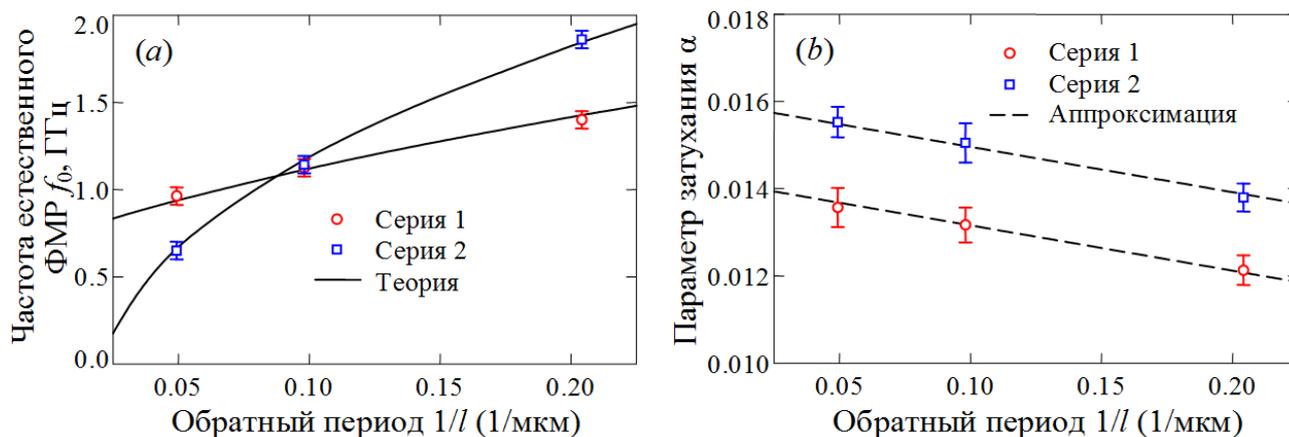


Рисунок 13 – Зависимость частоты естественного ФМР – (a) и эффективного параметра затухания – (b) пленок от обратной величины периода текстуры подложки. Маркеры – эксперимент, сплошная линия – теоретический расчет, штриховая – линейная аппроксимация

Таким образом, было показано, что предложенный метод по созданию пленок с периодически модулированным профилем является простым и недорогим. А учитывая хорошее согласие теории и эксперимента, такой метод имеет высокий потенциал для создания и оптимизации технологии синтеза пленок с требуемыми для сверхвысокочастотных приложений характеристиками.

В разделе 6.2 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, метод Монте-Карло для имитации диффузионно-ограниченного процесса агрегации атомов и разработанная на их основе программа для ЭВМ «FilmGrowthSim». Программа позволяет моделировать процесс роста наклонно осажденных тонких пленок (рисунок 14, а), а также изучать их морфологию и текстуру. Кроме того в программе на основе метода Беледжиа и Де Графа [20] для расчета усредненных по объему компонент тензора размагничивания дополнительно реализован способ определения параметров магнитной анизотропии полученных моделированием тонкопленочных структур.

Результаты численного моделирования и экспериментальных исследований наклонно осажденных пермаллоевых  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  пленок показали (рисунок 14, б), что с помощью угла наклона осаждения атомов можно в широких пределах контролируемо управлять величиной поля одноосной магнитной анизотропии пленок и, как следствие, диапазоном рабочих частот СВЧ-устройств на их основе.

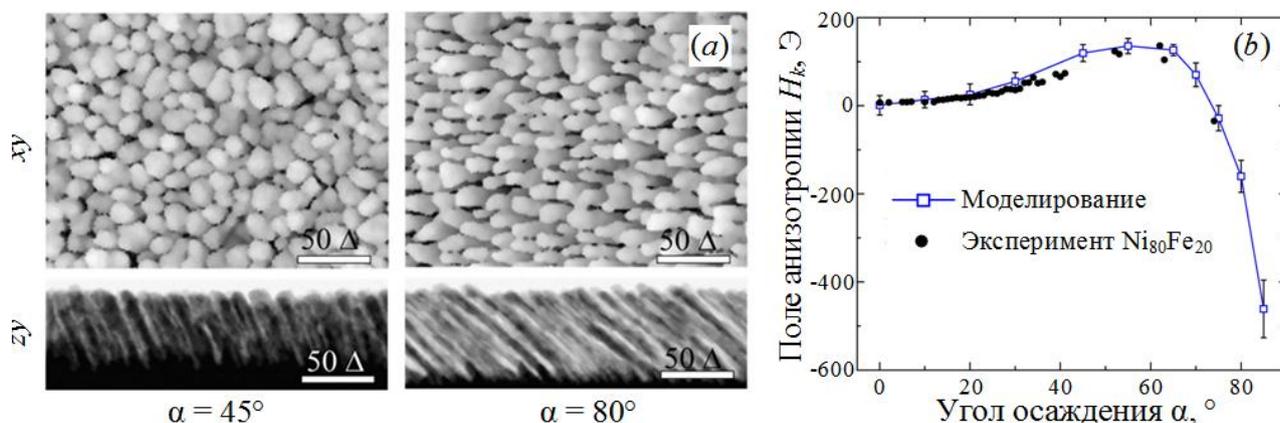


Рисунок 14 – (а) Изображения поверхности ( $xy$ ) и поперечного сечения ( $zy$ ) пленок, полученных с помощью программа для ЭВМ «FilmGrowthSim» для углов  $\alpha = 45^\circ$  и  $80^\circ$ .

(б) Экспериментальная (черные точки) и смоделированная (квадратные маркеры) зависимость поля одноосной магнитной анизотропии  $H_k$  от угла осаждения  $\alpha$

В следующем разделе 6.3 представлены результаты численного моделирования структурных и магнитных свойств тонких пленок, наклонно осажденных на нанотекстурированные подложки (рисунок 15, а). В частности, показано влияние параметров осаждения и текстуры подложки на формирование микроструктурной структуры, магнитной анизотропии, а также их влияние на процессы перемагничивания тонких пленок.

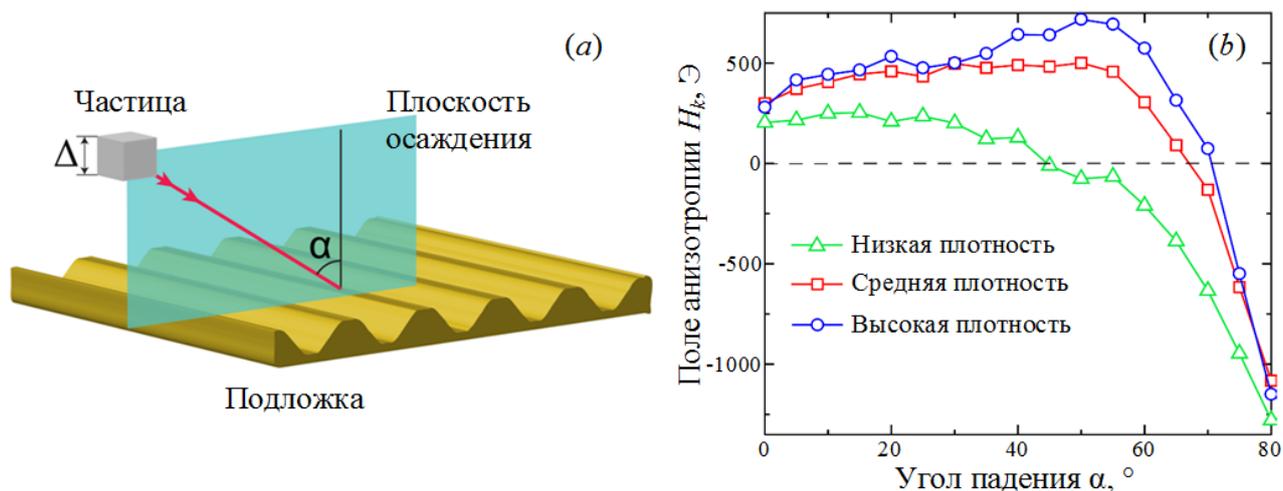


Рисунок 15 – (a) Схема осаждения магнитных частиц на нанотекстурированную подложку. (b) Зависимости величины поля магнитной анизотропии  $H_k$  от угла осаждения  $\alpha$  для полученных моделированием пленок различной плотности

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 (рисунок 16), но и приводит к сильному росту величины поля магнитной анизотропии (рисунок 15, b). Микромагнитное моделирование подтвердило одноосный характер магнитной анизотропии, вызванной размагничивающими полями структурно модулированных образцов, а также показало, что перемагничивание происходит посредством некогерентного вращения магнитных моментов.

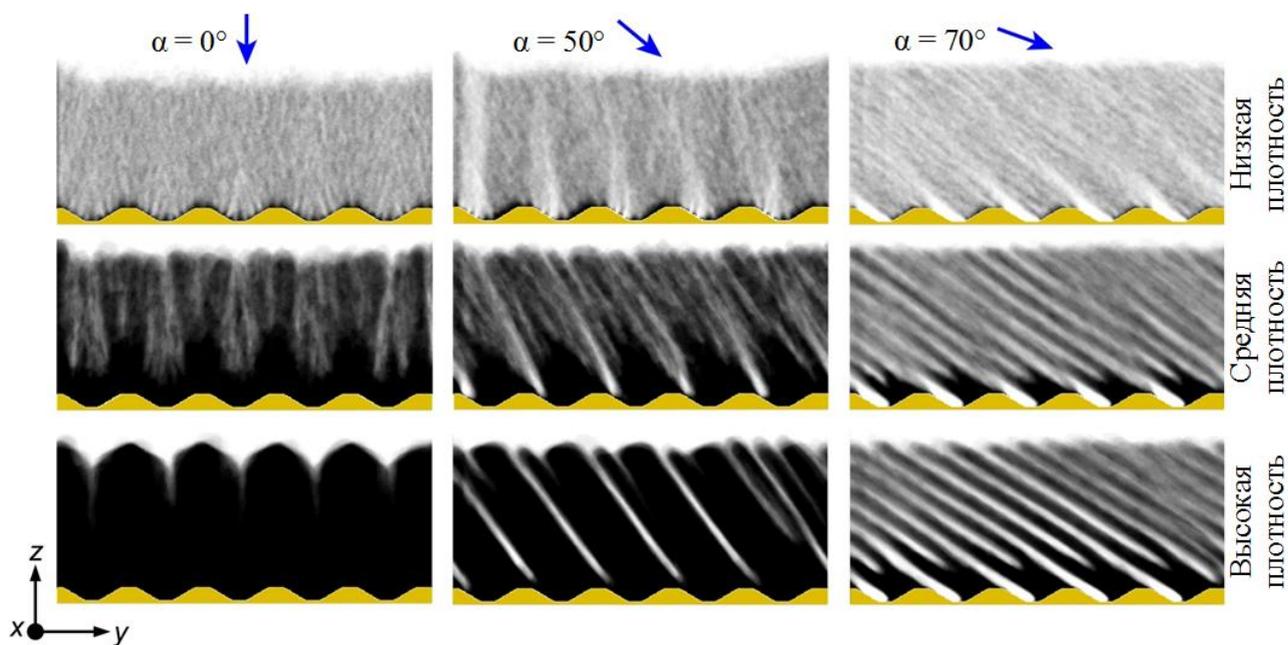


Рисунок 16 – Изображения поперечного сечения  $yz$  тонкопленочных структур, полученных с помощью трехмерного моделирования процесса роста пленок на нанотекстурированных подложках. Пленки низкой, средней и высокой плотности получены для трех значений угла осаждения частиц  $\alpha = 0^\circ, 50^\circ$  и  $70^\circ$

Одно из наиболее перспективных направлений применения нанокристаллических пленок – это использование их в качестве магнитных компонентов высокочувствительных датчиков и магнитометров слабых магнитных полей. Высокочувствительные магнитометры необходимы для решения многих научно-технических задач. Они требуются для изучения геологического строения Земли и поиска полезных ископаемых. Применяются в системах космического мониторинга, безопасности, навигации и связи. Имеют большое значение в биологии и медицине. **Седьмая глава**<sup>6</sup> посвящена вопросам разработки на основе нанокристаллических ТМП новой конструкции магнитометра слабых квазистационарных и высокочастотных магнитных полей.

После небольшого введения, обосновывающего актуальность и значимость разработки (раздел 7.1), в разделе 7.2 дано описание основного элемента предложенной конструкции магнитометра – первичного магнитного преобразователя, или датчика магнитного поля, построенного на основе микрополоскового резонатора с нанокристаллической ТМП (рисунок 17). Приведена его схема, рассмотрен принцип действия и указаны основные характеристики. Показано, что использование в датчике микрополоскового резонатора вместо колебательного контура на сосредоточенных элементах позволило значительно расширить диапазон рабочих частот. А благодаря уникальным характеристикам нанокристаллических пленок удалось существенно повысить коэффициент преобразования  $K$  (отношение изменения сигнала на детекторе к величине измеряемого поля) и предельную чувствительность разработанного устройства.

В разделе 7.3 представлены результаты исследований, направленных на оптимизацию параметров нанокристаллических пленок, используемых в качестве магниточувствительных элементов датчиков слабых магнитных полей. В частности, выполнена теоретическая оценка всех потенциальных источников шума в нанокристаллических ТМП. 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 двухмагنونных процессов рассеяния спиновых волн на локальных магнитных неоднородностях можно снизить до уровня порядка  $1 \text{ пТл}/\sqrt{\text{Гц}}$  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 (рисунок 18).

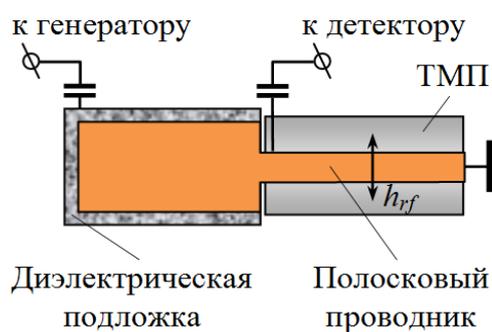


Рисунок 17 – Микрополосковый магнитный преобразователь с нанокристаллической ТМП

<sup>6</sup> Материалы главы представлены в следующих работах из списка публикаций автора: А6, А7, А12, А13, А15, А16, А20, А25, А30, А44, А45, А49, А50.

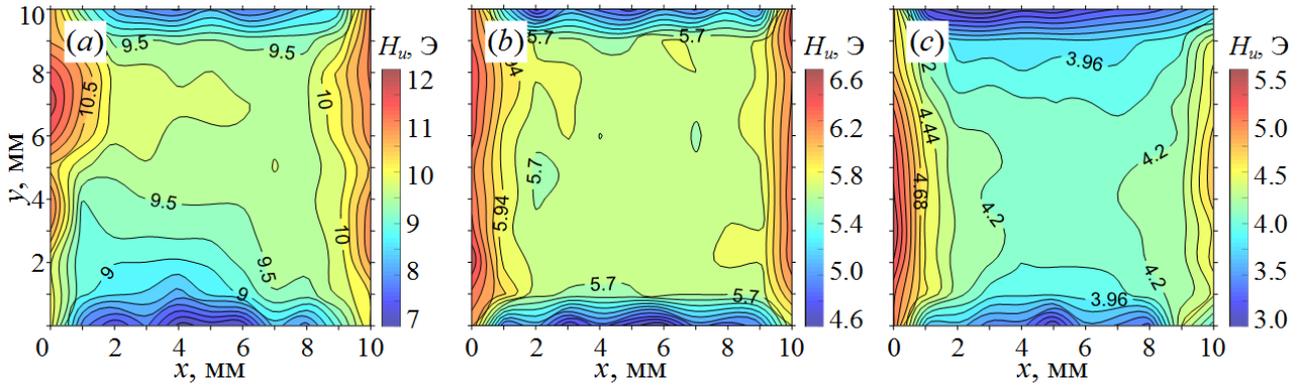


Рисунок 18 – Распределение поля одноосной магнитной анизотропии  $H_u$  по площади нанокристаллических  $\text{Ni}_{60.2}\text{Fe}_{39.8}$  – (a),  $\text{Ni}_{75.1}\text{Fe}_{24.9}$  – (b) и  $\text{Ni}_{86.6}\text{Fe}_{13.4}$  – (c) тонких пленок

Экспериментальные исследования с помощью сканирующего спектрометра ФМР амплитудной  $\delta H_u^2$  и угловой  $\delta \varphi_u^2$  дисперсии одноосной магнитной анизотропии  $H_u$  серии нанокристаллических тонких пермаллоевых ( $\text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}$ – $\text{Ni}_{87}\text{Fe}_{13}$ ) пленок толщиной 60 нм показали, что минимальные значения амплитуды магнитного шума

$$\sqrt{\langle H_{film}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{1}{f} \frac{k_b T}{(2\pi)^2 V} \frac{\delta H_u + 2H_u \delta \varphi_u^2}{M_s}}, \quad (21)$$

( $k_b$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура) порядка 30 пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$  на частоте  $f = 1$  Гц наблюдаются у пленок с близкими к нулю значениями магнитокристаллической анизотропии –  $\text{Ni}_{75.1}\text{Fe}_{24.9}$  и магнитострикции –  $\text{Ni}_{81.5}\text{Fe}_{18.5}$ .

Для снижения уровня магнитных шумов и повышения коэффициента преобразования датчика магнитного поля далее в разделе 7.3 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 пермаллоевых пленках. Было установлено, что в пленках, толщина которых превышает критическое значение  $d_{cr}$  около 125 нм<sup>7</sup>, формируется доменная страйп-структура, которая приводит к значительному возрастанию поля насыщения и коэрцитивной силы, а также к резкому снижению коэффициента преобразования (рисунок 19).

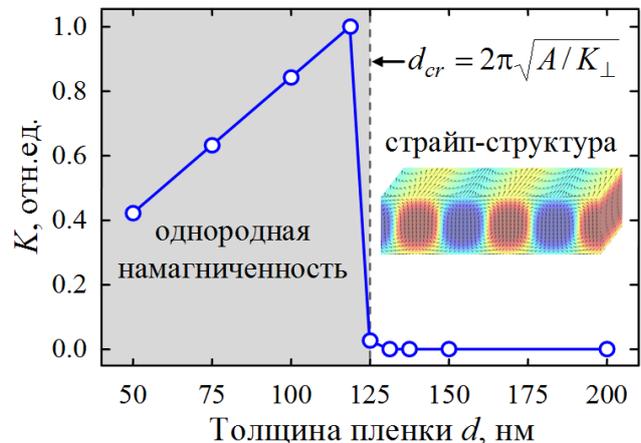


Рисунок 19 – Зависимость коэффициента преобразования  $K$  от толщины  $d$  ТМП

<sup>7</sup> Для используемых в моделировании параметров, типичных для  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  ТМП.

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 отсутствие внешнего поля имеют противоположные направления, формируя периодическую «послойную» доменную структуру (рисунок 20).

Исследование процессов перемагничивания таких тонкопленочных структур показало, что они проявляют свойства, аналогичные свойствам однослойных пленок в однодоменном состоянии. Однако наращивание магнитных слоев приводит к линейному росту поля насыщения  $H_s$  (рисунок 21), что обусловлено необходимостью преодоления влияния дополнительной магнитостатической энергии при перемагничивании образцов, возникающей из-за «послойных» доменов. В результате коэффициент преобразования  $K$  многослойной структуры нелинейно изменяется с ростом количества слоев и достигает своей максимальной величины при определенном их количестве (рисунок 21).

В разделе 7.4 дано описание предложенной и запатентованной конструкции магнитометра слабых квазистационарных и высокочастотных полей (рисунок 22, а), состоящего из двух идентичных микрополосковых датчиков, сигналы с выходов которых поступают на операционной усилитель, что позволяет удвоить величину полезного сигнала, частично скомпенсировать собственные шумы СВЧ-генератора и снизить уровень магнитных шумов магниточувствительных

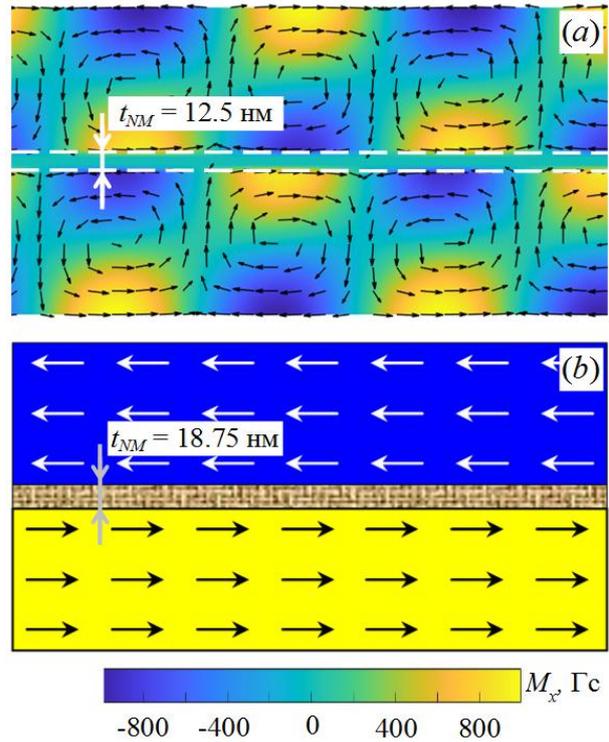


Рисунок 20 – Распределение магнитных моментов в двухслойной пленке пермаллоя при толщине магнитных слоев  $t_M = 118.75$  нм ( $t_M < d_{cr}$ ) и толщинах немагнитной прослойки  $t_{NM} = 12.5$  нм – (а),  $t_{NM} = 18.75$  нм – (б) в отсутствие внешнего магнитного поля

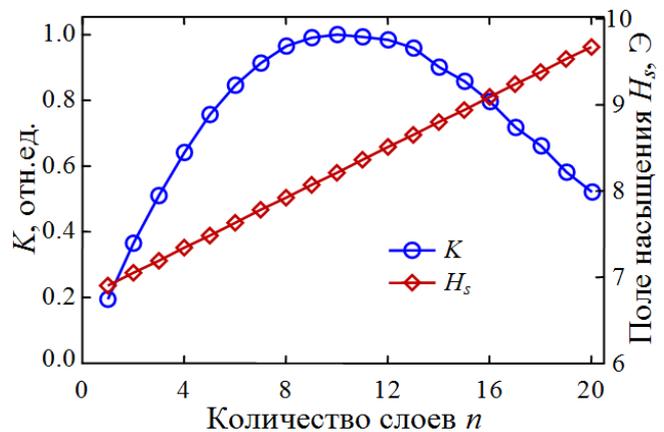


Рисунок 21 – Зависимость поля насыщения  $H_s$  и коэффициента преобразования  $K$  от количества слоев  $n$  многослойной структуры

элементов. Приведены его основные характеристики. Показано, что совокупность конструктивных и схемотехнических решений, а также использование в качестве магниточувствительного элемента многослойных нанокристаллических ТМП позволили снизить уровень собственных шумов магнитометра и повысить его чувствительность до уровня  $10 \text{ пТл}/\sqrt{\text{Гц}}$  на частоте  $f = 1 \text{ Гц}$  и  $0.1 \text{ пТл}/\sqrt{\text{Гц}}$  на частотах  $10 \text{ кГц}$  и выше.

Таким образом, на основе проведенных исследований был разработан магнитометр слабых квазистационарных и высокочастотных полей, который отличается от известных решений простотой конструкции, небольшой массой ( $< 100 \text{ г}$ ) и размером ( $6 \times 4 \times 4 \text{ см}$ ), малым энергопотреблением ( $< 1 \text{ Вт}$ ), надежностью, высокой чувствительностью, а также широким динамическим ( $0.1 \text{ пТл} - 0.1 \text{ мТл}$ ) и частотным ( $10^{-2} - 10^6 \text{ Гц}$ ) диапазоном измеряемых магнитных полей. В рамках комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства разработанный магнитометр (рисунок 22, *b*) был внедрен в производство на предприятии АО «НПП «Радиосвязь», г. Красноярск.

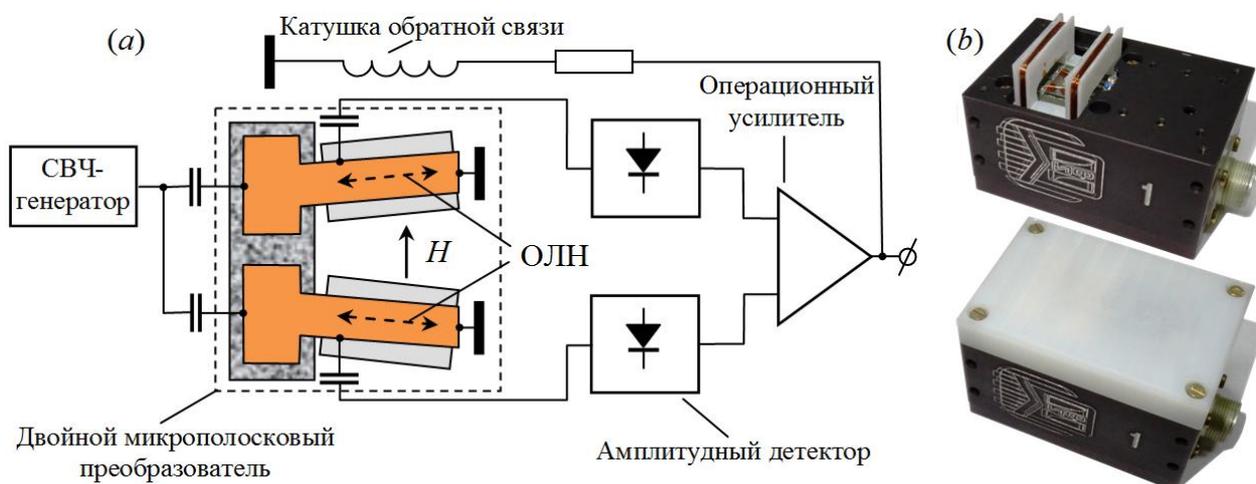


Рисунок 22 – Функциональная схема – (а) и фотографии магнитометра слабых полей в корпусе и со снятым защитном кожухом – (b)

В заключении сформулированы основные результаты работы. В приложении А представлен список публикаций автора по теме диссертации. В приложении Б приведены соотношения между параметрами разложения плотности энергии магнитной анизотропии тонкой монокристаллической пленки кубической сингонии в степенной ряд по направляющим косинусам и в ряд Фурье по азимутальному углу вектора намагниченности.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ 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 методика и компьютерная программа для определения магнитных параметров ТМП, которые вошли в состав программного обеспечения разработанного в ИФ СО РАН уникального сканирующего спектрометра ФМР.

2. Разработана дискретная микромагнитная модель нанокристаллического ферромагнетика, реализованы эффективные методы ее расчета. 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. Обнаружен эффект резкого уширения и смещения линии ФМР, возникающий на определенной частоте в нанокристаллических ТМП с размером кристаллитов, превышающим некоторое пороговое значение  $D_{cr}$ . Установлено, что 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. С помощью двухмагنونной модели рассеяния спиновых волн в ТМП получено аналитическое выражение для порогового значения размера кристаллитов  $D_{cr}$ .

4. В нанокристаллической тонкой пленке  $Ni_{71.5}Fe_{28.5}$  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, которое примерно в  $10^7$  раз превышает оценку этой величины для антиперовскита  $Mn_3GaN$  и перовскита  $BiFeO_3$ .

5. Предложен оригинальный метод создания с помощью алмазного резца параллельной периодической текстуры (с периодом до 5 мкм) на поверхности подложки, которая позволит 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 Нетзельмана получены аналитические формулы для расчета планарного и ортогонального поля магнитной анизотропии таких пленок, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

6. Предложена конструкция микрополоскового магнитометра слабых квазистационарных и высокочастотных магнитных полей, в которой в качестве магниточувствительного элемента используется многослойная тонкопленочная структура, состоящая из нанокристаллических тонких магнитных пленок, разделенных немагнитными прослойками. Результаты исследований магнитных неоднородностей и уровня магнитных шумов нанокристаллических пленок, изучение возможностей повышения чувствительности устройства за счет увеличения толщины пленок и количества магнитных слоев многослойной струк-

туры позволили повысить чувствительность магнитометра до 10 пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$  на частоте 1 Гц и 0.1 пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$  на частотах выше 10 кГц. Разработанный магнитометр внедрен в производство на предприятии АО «НПП «Радиосвязь» (г. Красноярск).

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ РАБОТЫ

### 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., Клешнина 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. Клешнина 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 ferromagnetic 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 мо-

мента // Письма в ЖЭТФ, 2002, Т. 76, № 3, С. 209–213.  
<https://doi.org/10.1134/1.1514763>.

А42. 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.

А43. 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>.

### Патенты РФ

А44. Патент РФ № RU2761319С1. Широкополосный высокочувствительный датчик переменных магнитных полей: заявл. 26.04.2021, опубл. 07.12.2021, Бюл. №34. / А.Н. Бабицкий, 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**.

### 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**.

А55. 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.

А56. 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.

А57. 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**.

А58. 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.

А59. 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.

А60. 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.

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ 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. 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.
3. Harris, V.G. Microwave magnetic materials / V.G. Harris // *Handbook of Magnetic Materials.* – Elsevier, 2012. – Vol. 20. – P. 1-63.
4. 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.
5. Herzer, G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials / G. Herzer // *Acta Mater.* – 2013. – Vol. 61, № 3. – P. 718-734.
6. 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.
7. 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.
8. 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.
9. 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.
10. 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.
11. 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.
12. 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.
13. 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.
14. Hoffmann, H. Theory of magnetization ripple / H. Hoffmann // *IEEE Trans. Magn.* – 1968. – Vol. 4, № 1. – P. 32-38.

15. Harte, K.J. Theory of magnetization ripple in ferromagnetic films / K.J. Harte // *J. Appl. Phys.* – 1968. – Vol. 39, № 3. – P. 1503-1524.
16. 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.
17. 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.
18. 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.
19. Netzelmann, U. Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes / U. Netzelmann // *J. Appl. Phys.* – 1990. – Vol. 68, № 4. – P. 1800-1807.
20. 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.