

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«СЫКТЫВКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
ПИТИРИМА СОРОКИНА»

На правах рукописи

Ласёк Михаил Петрович

**СТРУКТУРА И СВЧ МАГНИТНЫЕ, ПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА  
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КОМПОЗИТНЫХ И  
МНОГОНАНОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОК**

Специальность 1.3.8. (01.04.07) –  
Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
профессор Котов Леонид Нафанаилович

Сыктывкар 2021

## Оглавление

<b>Введение.....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Литературный обзор .....</b>	<b>10</b>
1.1. Микро и наноструктура металл-диэлектрических плёнок .....	10
1.2. Магнетизм в гранулированных материалах.....	14
1.3. Ферромагнитный резонанс в композитных плёнках.....	20
1.4. Сравнение ферромагнитных характеристик композитных и многослойных плёнок .....	29
1.5. Влияние отжига на ФМР свойства и структуру многослойных плёнок .....	31
1.6. Статическая и сверхвысокочастотная проводимость плёнок .....	32
1.7. Магнитосопротивление в магнитных структурах .....	38
<b>Глава 2. Методика, техника получения и исследования плёнок .....</b>	<b>45</b>
2.1. Техника получения композитных и многослойных плёнок .....	45
2.2. Определение составов и толщин исследованных плёнок.....	46
2.3. Измерение статического и высокочастотного сопротивления плёнок.	50
2.4. Определение магнитных характеристик плёнок .....	55
2.5. Выводы ко второй главе.....	56
<b>Глава 3. Структуры композитных плёнок .....</b>	<b>58</b>
3.1. Методика получения изображений магнитно-фазового контраста .....	58
3.2. Особенности распределения микро- и нанопроводящих областей в плёнках $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$ .....	59
3.3. Структура композитных плёнок $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$ .....	61
3.4. Структура композитных плёнок $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$ и $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$ .....	64

3.5. Выводы к третьей главе .....	66
<b>Глава 4. Характеристики ферромагнитного резонанса плёнок.....</b>	<b>68</b>
4.1. Ферромагнитные характеристики плёнок: металл-диэлектрик и металл-углерод .....	68
4.2. Зависимости характеристик ферромагнитного резонанса от градиента концентрации .....	71
4.3. Выводы к четвёртой главе .....	73
<b>Глава 5. Сверхвысокочастотные проводящие свойства композитных и многослойных плёнок .....</b>	<b>74</b>
5.1. Сверхвысокочастотные спектры и концентрационные зависимости удельных импедансов плёнок.....	74
5.2. Сверхвысокочастотное магнитосопротивление композитных плёнок	87
5.3. Моделирование распространения сверхвысокочастотного тока в металл-диэлектрических плёнках .....	91
5.4. Выводы к пятой главе .....	108
<b>Заключение .....</b>	<b>111</b>
<b>Список сокращений и обозначений .....</b>	<b>113</b>
<b>Список публикаций автора по теме диссертации .....</b>	<b>114</b>
<b>Список цитируемой литературы .....</b>	<b>119</b>

## Введение

В текущем столетии происходят интенсивные исследования электрических и магнитных явлений в наноструктурированных тонких плёнках [1-7]. Многие физические явления в нанокompозитных системах ещё не получили ясной физической трактовки, так же, как и зависимости формируемых свойств от технологических параметров и структуры. Использование нанотехнологий позволяет расширить возможности получения твердотельных структур с принципиально новыми свойствами или значительным расширением диапазона существующих рабочих характеристик материалов, в том числе сверхвысоких частот (СВЧ) магнитных и электрических свойств, за счёт использования регулируемого изменения свойств микро- и наноструктуры материалов в виде изменения состава, топологии расположения атомов, молекулярных кластеров на расстоянии в несколько десятков нанометров. Физической основой таких эффектов и явлений является проявление квантово-размерных закономерностей и преобладающее влияние поверхности на свойства наноструктурированных материалов. Знание таких закономерностей позволит целенаправленно создавать наноструктуры с новыми функциональными свойствами.

Одним из предметов изучения наиболее перспективных научных направлений нанофизики конденсированного состояния являются наноструктурированные композитные и многослойные плёнки, совмещённые с метаматериальными структурами. Развитие электронной техники требует уменьшения габаритов, снижения управляющих напряжений и повышения скорости срабатывания. Наблюдаемые в композитных и многослойных плёнках новые механизмы электропереноса, нелинейные эффекты при малых внешних воздействиях, изменение температур фазовых превращений и другие эффекты могут стать ключом для развития электроники [3,8-15].

Использование нанотехнологий даёт возможности создания методов регулируемого изменения свойств наноструктурированных материалов при действии на них электрических и магнитных полей. Одной из фундаментальных задач по выявлению новых СВЧ проводящих, магнитных свойств нанокompозитов

является создание поглощающих тонких покрытий, толщина которых не превышает сотни нанометров. Её решение будет способствовать установлению механизмов формирования СВЧ проводящих и поглощающих свойств наноструктурированных композитных и многослойных тонких плёнок. Многослойные плёнки, состоящие из нанослоёв, типа проводящий ферромагнетик-диэлектрик и проводящий ферромагнетик-полупроводник, могут быть использованы на практике, например, в качестве СВЧ поглощающих покрытий, носителей записи данных со сверхвысокой плотностью, сенсоров магнитных полей с высокой чувствительностью, магниторезистивной оперативной памяти. Исследование плёнок с двумя проводящими (магнитный металл и углерод) фазами позволяет выявить новые механизмы изменения СВЧ магнитных и релаксационных свойств. Исследование СВЧ спектров удельного импеданса тонких плёнок и влияния на них постоянного магнитного поля позволяет выявить характерные особенности электродинамических свойств в СВЧ диапазоне, широко используемом в современной технике связи.

Другой не менее важной фундаментальной задачей является изучение микро- и наноструктуры плёнок при помощи характеристик СВЧ излучения. Это совершенно новое направление: подобные исследования практически не проводились. Классическое изучение структуры плёнок производится при помощи различных микроскопов, реже волнами ИК и оптического диапазонов. Преимущества СВЧ излучения, для которых толщина изучаемых объектов много меньше глубины скин-слоя, позволяют выявить эффекты, не связанные с волновой природой. Это даёт возможность, имея представление об СВЧ поглощающих и проводящих свойствах исследуемых наноструктурированных объектов, судить об их структуре и определять такие важнейшие параметры, как толщина плёнок, среднестатистический размер наночастиц, концентрация носителей, длина свободного пробега электронов. Последняя задача принципиально важна для всех практических приложений композитных и многослойных плёнок.

**Целью** работы являлось установление фундаментальных закономерностей между СВЧ проводящими, магнитными и микро- и наноструктурными свойствами

металл-диэлектрических, металл-углеродных плёнок и многослойных плёнок: композит-полупроводник.

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

- Определить составы, толщины композитных метал-диэлектрических, метал-углеродных и многослойных плёнок с использованием электронно-сканирующей микроскопии. Получить изображения поверхности композитных плёнок методом магнито-силовой микроскопии.

- Провести измерения характеристик (ширины линии и резонансного поля) ферромагнитного резонанса (ФМР) композитных плёнок с различными металлическими и диэлектрическими фазами.

- Собрать установку и разработать методику измерений СВЧ импеданса тонких композитных и многослойных плёнок в диапазоне частот 0.1 ÷ 3.0 ГГц, которая должна работать при помещении плёнок в магнитное поле до 0.7 Тл. Получить спектры СВЧ импеданса композитных и многослойных плёнок при различных магнитных полях при комнатной температуре.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. В метал-диэлектрических композитных плёнках с толщиной более 600 нм обнаружены полосовая и сетчатая (зигзагообразная) микроструктуры с антипараллельным упорядочением магнитных моментов соседних областей.

2. Металл-диэлектрические плёнки (CoFeB+SiO<sub>2</sub>) имеют один широкий пик поглощения в области ФМР, а плёнки с металлической и углеродной фазами (CoFeB+C) имеют два узких пика поглощения. Выявлено значительное сужение ширины линии ФМР в 10 раз и более за счёт уменьшения градиента концентраций магнито-металлической фазы в композитных плёнках.

3. СВЧ спектры удельного импеданса (полного сопротивления) композитных плёнок  $[(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y]$ ,  $[(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y]$ ,  $[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]$ , где  $y=(1-x)/5$  для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и  $y=(1-x)/3$  для SiO<sub>2</sub>,  $x=0.3÷0.75$  и многослойных плёнок композит/полупроводник:  $\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]+[\alpha-Si]\}_{56}$  в диапазоне частот 0.1÷3 ГГц. Разная форма спектров удельного модуля импеданса при разных концентрациях металлического сплава  $x$  связана с наличием различных механизмов проводимости:

диэлектрического, промежуточного, металлического.

4. Получены спектры магнитосопротивления композитных плёнок  $[(\text{Co}_{0.43}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.17})_x+(\text{SiO}_2)_y]$  с концентрациями металлического сплава  $x = 0.42 \div 0.86$  в диапазоне частот  $0.1 \div 3.0$  ГГц в постоянных магнитных полях до  $0.7$  Тл. В экспериментах постоянное магнитное поле и СВЧ ток были сонаправлены и лежали вдоль плоскости плёнки. Установлено наличие СВЧ гигантского отрицательного магнитосопротивления, достигающего  $6\%$  в композитных плёнках с  $x=0.6$  при намагничивании постоянным магнитным полем  $0.7$  Тл. Большое значение отрицательного магнитосопротивления для СВЧ тока связано с разрушением полосовой антиферромагнитной структуры при намагничивании композитных плёнок постоянным магнитным полем.

**Научная новизна** заключается в том, что данное исследование вносит значительный вклад в развитие современных представлений о микро- и наноструктуре и СВЧ магнитоэлектронике композитных и многослойных плёнок. Можно выделить четыре основных пункта научной новизны проведённых исследований:

1. Обнаружены полосовая и сетчатая (зигзагообразная) микроструктуры с антипараллельным упорядочением магнитных моментов соседних областей в метал-диэлектрических композитных плёнках.

2. Обнаружены два узких пика поглощения в композитных плёнках с металлической и углеродной фазами ( $\text{CoFeB}+\text{C}$ ). Выявлено значительное сужение (в  $10$  раз) ширины линии ФМР, которое связано с уменьшением градиента концентраций магнитометаллической фазы в композитных плёнках.

3. Получены СВЧ спектры коэффициента удельного импеданса (полного сопротивления) и магнитосопротивления композитных плёнок с различными металлическими и диэлектрическими фазами и многослойных плёнок: композит-полупроводник. Установлено наличие гигантского отрицательного СВЧ магнитосопротивления, достигающего  $6\%$  в композитных плёнках ( $\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$ ). Большое значение СВЧ отрицательного магнитосопротивления связано с наличием полосовой магнитной структуры в пленках.

4. Обнаружено уменьшение ширины линии ФМР в 15 раз и более при замене диэлектрической матрицы на углеродную матрицу в композитных пленках.

### **Практическая значимость работы**

Разработана оригинальная методика и собрана установка для исследований СВЧ проводящих свойств композитных и многослойных плёнок, которые могут быть использованы для изучения СВЧ физических свойств широкого класса многофункциональных материалов, а также в учебном и в научном процессе при изучении фундаментальных вопросов взаимодействия СВЧ электромагнитного излучения с композитными и многослойными плёнками и структурами. Полученные результаты в диссертационной работе создают дополнительные методы диагностики микро- и наноструктуры и СВЧ магнитных, проводящих свойств различных тонких плёнок, а также открывают перспективы развития техники и технологии в получении наноконпозиционных материалов. Наличие эффекта гигантского отрицательного СВЧ магнитосопротивления в композитных плёнках  $[(\text{Co}_{0.46}\text{Fe}_{0.4}\text{V}_{0.14})_x+(\text{SiO}_2)_y]$ , для интервала концентраций  $0.6 < x < 0.8$ , может быть использовано для создания СВЧ устройств: диодов, переключателей, фильтров с регулируемой границей среза и т.д. Результаты диссертационной работы были использованы для выполнения проекта Российского Научного Фонда № 21-72-20048.

**Достоверность полученных результатов**, представленных в диссертации результатов, подтверждается их воспроизводимостью, надёжностью применённых методов исследования и обработки данных. Полученные результаты были признаны научной общественностью при обсуждениях на специализированных конференциях и опубликованы в рецензируемых научных журналах.

### **Апробация работы**

Основные результаты работы и защищаемые положения диссертационной работы были представлены на международных конференциях: «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ – 2012, 2021); «Релаксационные явления в твёрдых телах» (Воронеж, 2015, 2019); «Фазовые переходы и нелинейные явления в конденсированных средах» (Махачкала, 2015, 2017);

Московском международном симпозиуме по магнетизму «MISM» (Москва, 2011, 2014, 2017), 5-ом европейско-азиатском симпозиуме «Trends in MAGnetism» (Владивосток, 2013); «Spin waves 2013» (Санкт-Петербург, 2013); «Functional Materials (ICFM'2013)» (Гаспра, Крым, 2013); “Современные проблемы радиоэлектроники” (Ростов-на-Дону, 2012);

на российских конференциях: Всероссийской научной конференции студентов-радиофизиков (Санкт-Петербург, 2010, 2011); «Февральские чтения, СГУ им. Питирима Сорокина:» (Сыктывкар, 2017-2019); XIV и XIII Всероссийских школах-семинарах по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-14) (Екатеринбург, 2012, 2013); 3-ей Всероссийской научной конференции «Методы состава и структуры функциональных материалов» (Новосибирск, 2020); II Всероссийской школе-семинаре молодых учёных (Махачкала, 2012).

### **Публикации**

По теме диссертации опубликовано 30 научных работ, в том числе: 3 статьи в журналах, рекомендованных ВАК РФ и индексируемых Scopus; 2 статей Web of Science, 5 индексируемых РИНЦ, 20 тезисов докладов.

### **Личный вклад автора**

Результаты, изложенные в диссертации, получены автором лично, либо совместно с сотрудниками кафедры радиофизики и электроники СГУ им. Питирима Сорокина, причём при выполнении работ автором сделан определяющий вклад в постановку задач исследования, создание новых экспериментальных установок, проведение экспериментов, обработку результатов, моделировании СВЧ спектров полного сопротивления.

## Глава 1. Литературный обзор

### 1.1. Микро и наноструктура металл-диэлектрических плёнок

В настоящее время активно исследуются композитные плёнки, которые имеют разные структуры в зависимости от доли металлической и диэлектрической фазы в них [10, 11]. С фундаментальной и прикладной точки зрения интерес исследователей вызывает влияние соотношения металлической и диэлектрической фаз на электрические, проводящие и магнитные свойства плёнок.

Получении наноструктур с задаваемыми параметрами и создание на их основе новых функциональных материалов является важным направлением современного материаловедения [16, 17]. Для получения метал-диэлектрических плёнок в качестве непроводящей фазы применяют в основном неорганические диэлектрические материалы, среди которых диоксид серы  $\text{SiO}_2$  и оксид алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [18]. Выбор  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  связан с тем, что металлы и металлические сплавы, содержащие кобальт и железо, не образуют с ними твёрдых растворов, получаемый композит обладает гранулированной структурой [19]. Некоторая доля атомов металлов может распределиться в объёме диэлектрической фазы и наоборот. Исследования наличия инородных элементов с применением высокоразрешающих технологий показывают, что их доля пренебрежимо мала. Например, в плёнках Co-Al-O [20], присутствие алюминия в кобальтовых гранулах не зафиксировано методом рентгено-спектрального микроанализа, но малое количество кобальта в матрице Al-O было зарегистрировано. Исследования композитов Cu-SiO<sub>2</sub> [21] показали небольшую долю Cu, растворённой в диэлектрической матрице [22].

По исследованию поперечного сечения композитов Co-SiO<sub>2</sub> и Co-AlO плёнок с гранулированной структурой определено, что форма формирующихся металлических частиц близка к сферической [20, 23, 24]. Средний размер гранул зависит от соотношения диэлектрической и металлической фаз в композитных плёнках. В композитных металл-диэлектрических плёнках этот разброс может

достигать 25-30% [25, 26]. Исследования структур методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) гранулированных плёнок [27-29] зафиксировали набор чётких дифракционных колец, характерных для поликристаллических образцов у гранулированных образцов Fe-Ag, Au-SiO<sub>2</sub>, Co-Cu. При совместном распылении металлов Fe, Co и диэлектриков Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> за счёт процессов самоорганизации происходит разделение проводящей фазы металла и непроводящей фазы диэлектрика из-за отсутствия взаимодействия между ними [27, 30-33]. В таких композитах формируются хаотично распределённые и изолированные друг от друга проводящие частицы, окружённые диэлектриком, скоплениями проводящих частиц, не имеющих контактов, и распределённые в диэлектрике, скопления проводящих частиц, имеющие контакты и окружённые диэлектриком, сложные объединения проводящей фазы в форме зигзагов и витков в диэлектрике, проводящие и диэлектрические полосы, проводящие сетки с диэлектрическими включениями [28, 31].

Строение и форма металлических образований в композитах определяется многими параметрами. Наличие перпендикулярной магнитной анизотропии некоторых составов композитов, расположенных выше порога перколяции, сообщается в работах [34-36]. Проведённый анализ в работе [37] позволил зафиксировать перпендикулярную к плоскости плёнкам магнитную анизотропию в композитах (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub>, (Co<sub>84</sub>Nb<sub>14</sub>Ta<sub>2</sub>)<sub>x</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>100-x</sub> и отсутствие её в (Co<sub>41</sub>Fe<sub>39</sub>B<sub>20</sub>)<sub>x</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>100-x</sub>. Формирование композитов различается в плоскости подложки и перпендикулярно ей. Методами получения определяется анизотропия гетерогенной структуры. В случае плёнок (Co<sub>41</sub>Fe<sub>39</sub>B<sub>20</sub>)<sub>60</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>40</sub> наблюдалась слабо выражается анизотропия распределения металлических гранул (Рисунок 1.1а). Исследования ПЭМ не показали существенную анизотропию композитной структуры в плоскости плёнки (Рисунок 1.1б). Диффузными гало определяются фазы композитов. Внутреннее кольцо на электронограмме связано с оксидом кремния, внешнее соответствует металлическим гранулам. Наличие гало позволяет считать структуру фазы аморфной или мелкодисперсной. Для плёнок (Co<sub>84</sub>Nb<sub>14</sub>Ta<sub>2</sub>)<sub>65</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>35</sub> структура может быть определена как «столбчатая» [38].

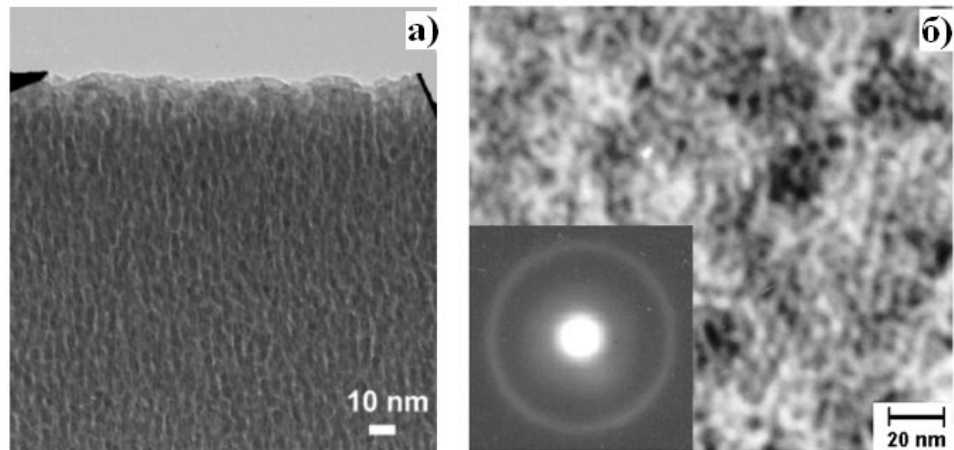


Рисунок 1.1. Микрофотография и электронограмма композита  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{52}(\text{SiO}_2)_{48}$  : поперечное сечение плёнки (а), в плоскости (б)

Покрытие поверхности металлических наногранул оксидными или нитридными оболочками при напылении композитных плёнок затрудняет формирование сетки проводящих каналов. Формирование оболочки на поверхности металлических частиц возможно осуществлением заполнения камеры для напыления активными газами. В результате произойдёт подавление формирования столбчатой структуры. При концентрациях металла в композитных плёнках, не позволяющих образовываться проводящим каналам, в плёнках проявляются суперпарамагнитные свойства. Плёнки с суперпарамагнитными свойствами обладают малой магнитной проницаемостью и максимально возможной величиной намагничивания [39, 40].

Примерами композитов с углеродом являются композитные плёнки состава  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{C})_{(1-x)}$ , которые являются гетерогенными. Диаметр металлических частиц составляет 3-4 нм. Исследования электронной дифракции указывают на отсутствие кристаллической структуры у металлической и диэлектрической фаз плёнок  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{C})_{(1-x)}$  [41].

В большинстве работ отмечается, что микро- и наноструктура композитных плёнок разделена минимум на три характерные структуры: до, после и в области перколяции металлической фазы. Из полученных изображений методом атомно-силовой микроскопии (рисунок 1.2) видно, что в композитных плёнках  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  можно выделить значительное количество образований

эллипсоидальной формы. Для плёнок толщинами от 70 нм до 190 нм фиксируются зёрна круглой формы, связанные друг с другом и формирующие скопления, между которыми присутствуют поры. Часто такие частицы и скопления соединены натекообразными мостиками. Для плёнок с большей толщиной (320 нм) подложки сплошь покрыты зёрнами, пористость наблюдается в виде промежутков между зёрнами. При увеличении толщины плёнок в интервале  $d \approx 200 \div 470$  нм происходит резкий рост статической проводимости, а также ярко выраженной зависимостью обладают средние размеры зёрен. В работе [42] методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) экспериментально определён средний размер зёрен аморфных гранулированных композитных плёнок, который качественно изменяется с толщиной и содержанием металлической фазы аналогично проводимости. Показано, что за порогом перколяции ( $x > 0.44$ ) в композитных плёнках как с толщинами до единиц микрометров, так и до десятка микрометров, проявляется значительный рост среднего размера неоднородностей с чёткими границами.

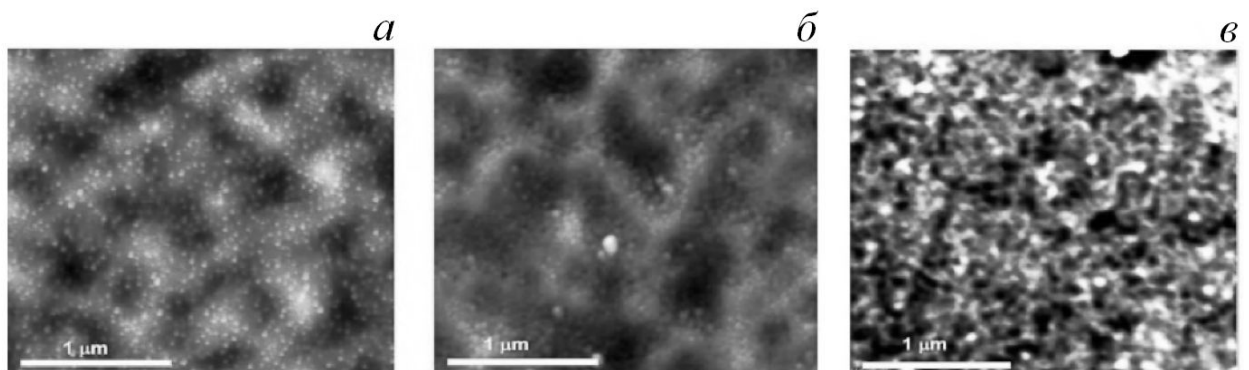


Рисунок 1.2. Формирование гранулированного строения плёнок  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  (толщиной 4.9–4.0 мкм) при увеличении количества металлической фазы: а —  $x = 0.44$ ; б —  $x = 0.49$ ; в —  $x = 0.59$

Методом магнито-силовой микроскопии (МСМ) получен магнитный фазовый контраст поверхности плёнок  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{ZrO})_{1-x}$  являющиеся аморфными с гранулированными структурами (рисунок 1.3). С ростом содержания металлов ( $x > 0.45$  для плёнок  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  и  $x > 0.56$  для плёнок  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{ZrO})_{1-x}$  выявлена хорошо упорядоченная полосовая магнитная

структура поверхности. Период полосовой магнитной структуры для плёнок  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  от 400 нм до 1 мкм и  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{ZrO})_{1-x}$  от 150 до 200 нм. Зафиксировано влияние подложки на магнитную структуру плёнок. При сильном влиянии рельефа подложки вместо полосовой магнитной структуры наблюдается слабо упорядоченная лабиринтная структура.

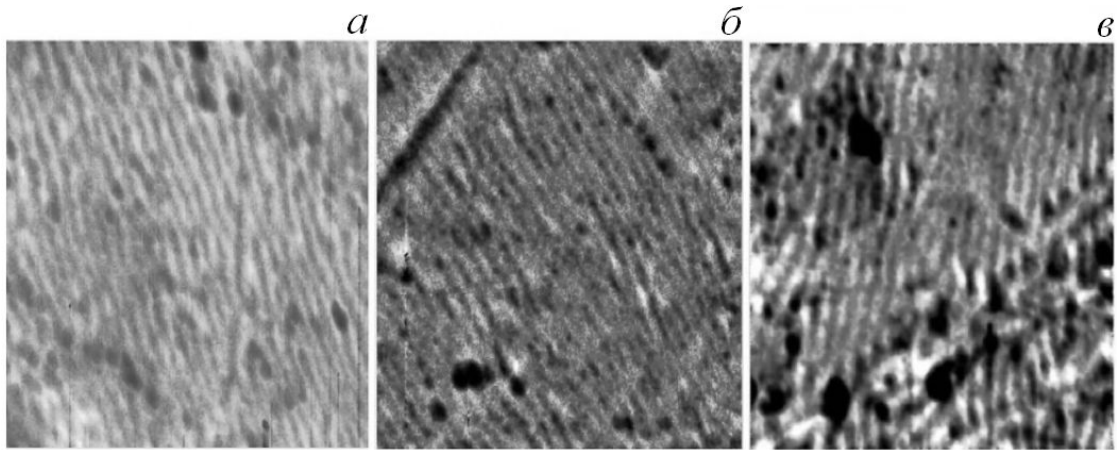


Рисунок 1.3. МСМ-изображения в композитных плёнках  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{ZrO})_{1-x}$ : а —  $d = 697$  нм,  $x = 0.60$ ; б —  $d = 535$  нм,  $x = 0.61$ ; в —  $d = 600$  нм,  $x = 0.57$ . Размер скана —  $3 \times 3$  мкм<sup>2</sup>

## 1.2. Магнетизм в гранулированных материалах

В рамках теории микромагнетизма [43] намагниченность - это свойство материалов, которое описывает, в какой степени на них воздействуют магнитные поля, а также определяет магнитное поле, которое создает сам материал. Намагниченность определяется как величина магнитного момента на единицу объёма. Источником магнитных моментов, создающих намагниченность, могут быть либо микроскопические электрические токи, соответствующие движению электронов в атомах, либо спины электронов:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_V(\mathbf{r})}{V(\mathbf{r})}, \quad (1.1)$$

где  $\mu_V(\mathbf{r})$  — сумма магнитных моментов элементарного объёма  $V(\mathbf{r})$ .

Микромагнетизм имеет дело с взаимодействиями между магнитными моментами на субмикрометровых масштабах длины. Они регулируются несколькими конкурирующими энергетическими условиями. Полная энергия, называемая свободной энергией, состоит из нескольких частей, характеризующих различные явления, возникающие в ферромагнитных телах:

$$U = U_{\text{ex}} + U_{\text{dd}} + U_{\text{an}} + U_{\text{el}} + U_{\text{m}} + U_{\text{Zeem}}, \quad (1.2)$$

где  $U_{\text{ex}}$  — плотность обменной энергии,  $U_{\text{dd}}$  — плотность энергии дипольного взаимодействия магнитных частиц,  $U_{\text{an}}$  — плотность энергии кристаллографической анизотропии,  $U_{\text{el}}$  — плотность магнитоупругой энергии,  $U_{\text{m}}$  — плотность энергии магнитострикции,  $U_{\text{Zeem}}$  — плотность энергии магнетика во внешнем поле.

Уравнение, описывающее движение вектора  $\mathbf{M}$  в точке  $\mathbf{r}$  при неоднородном его распределении в объёме, применяемое в настоящее время при моделировании было предложено Ландау и Лифшицем в 1935 году [44]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \mathbf{R} \quad (1.3)$$

где  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  — эффективное поле, состоящее из внутреннего и внешнего магнитных полей;  $\gamma$  — гиромагнитное отношение;  $\mathbf{R}$  — релаксационный член, выбор определяется потерями в системе. Подробнее о видах релаксационного члена и его применимости можно обнаружить в работах Гуревича [45, 46] и в монографиях Вонсовского [47] и Моносова [48]. Эффективное поле определяется как вариация плотности свободной энергии по вектору намагниченности частицы со знаком «минус» [45-47]:

$$(\mathbf{H}_{\text{eff}})_i = -\left(\frac{\delta U}{\delta \mathbf{M}}\right)_i = -\frac{\partial U}{\partial M_i} + \frac{1}{M_s} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial U}{\partial \left(\frac{\partial m_i}{\partial x_i}\right)} \right), \quad (1.4)$$

где индексы  $i, j, l$  и координаты  $x_i, x_j, x_l$  соответствуют  $x, y, z$ ,  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$  – вектор направляющих косинусов намагниченности,  $\mathbf{M}_s$  — намагниченность насыщения вещества, равномерно распределённая в нём.

Ориентация вектора намагниченности может меняться от точки к точке. Обменная энергия будет стремиться к тому, чтобы магнитные моменты в окружающем пространстве немедленно ложились параллельно друг другу. Поэтому изменение направления намагничивания требует дополнительной энергии [49] и поле обменного взаимодействия может быть определена следующим образом [45]:

$$\mathbf{H}_{ex} = -\frac{\delta U_{ex}}{\delta \mathbf{M}} = \frac{A}{M_s} \Delta \mathbf{m}, \quad (1.5)$$

где  $A$  – постоянная обмена материала частиц.

Магнитостатические взаимодействия представляют собой способ взаимодействия элементарных магнитных моментов на очень больших расстояниях внутри тела. Магнитостатические взаимодействия можно учесть, введя соответствующее магнитостатическое поле  $\mathbf{H}_p$ . Магнитостатические взаимодействия конкурируют с обменным взаимодействием. Расчёты локального эффективного поля показывают, что обменное и диполь-дипольное взаимодействия приблизительно одного порядка [50].

Когда все частицы системы одинакового объёма  $V$  и одинаковой намагниченности  $\mathbf{M}$ , локальная плотность дипольной энергии может быть рассчитана следующим образом:

$$U_{dd} = \frac{M^2 V}{|r_{ij}|^3} \left( \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - \frac{3(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{|r_{ij}|^2} \right) \quad (1.6)$$

Система уравнений для нахождения магнитостатического поля имеет следующий вид [47, 51, 52]:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{H}_p = 0 \\ \operatorname{div} \mathbf{H}_p = -4\pi \operatorname{div} \mathbf{M} \end{cases} \quad (1.7)$$

Первое уравнение в системе 1.7 позволяет рассчитывать магнитостатическое поле по формуле [47, 51]:

$$\mathbf{H}_p = -\operatorname{grad} \psi \quad (1.8)$$

где  $\psi$  – магнитостатический потенциал, который должен удовлетворять уравнению Пуассона [47]:

$$\Delta \psi = 4\pi \operatorname{div} \mathbf{M} \quad (1.9)$$

Общее решение уравнения 1.9 хорошо известно [47, 51, 52]:

$$\psi = - \int_V \frac{\operatorname{div} \mathbf{M}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' \quad (1.10)$$

где интеграл рассчитывается по всему объёму  $V$ , занятого магнетиком (либо системой магнетиков);  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения магнитостатического потенциала  $\psi$ ;  $\mathbf{r}'$  – переменная интегрирования. В таком случае поле размагничивания можно определить следующим образом [47, 51]:

$$\mathbf{H}_p = - \int_V \frac{\operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' \quad (1.11)$$

Необходимо принимать во внимание, что на границе раздела сред с намагниченностями  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  происходит скачок нормальной составляющей вектора размагничивающего поля, соответствующий скачку намагниченности [47, 52]:

$$(\mathbf{H}_{p1} - \mathbf{H}_{p2})\mathbf{n} = -4\pi(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)\mathbf{n} \quad (1.12)$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормали к границе раздела. Тангенциальная составляющая вектора размагничивающего поля на границе сред сохраняется [47, 52]:

$$\mathbf{H}_{p1} \times \mathbf{n} = \mathbf{H}_{p2} \times \mathbf{n} \quad (1.13)$$

При рассмотрении случая, когда одна из сред – немагнитная ( $\mathbf{M}_2 = 0$ ), поле размагничивания может быть переписано [47]:

$$\mathbf{H}_p = - \int_V \frac{\text{div}\mathbf{M}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' + \int_S \frac{(\mathbf{M}\cdot\mathbf{n})(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' \quad (1.14)$$

Интегралы в формуле 1.14 берутся по объёму  $V$  и площади  $S$  поверхности магнитной среды. Для однородно намагниченной частицы  $\text{div}\mathbf{M} = 0$ , поэтому первый интеграл в формуле 1.14 опускается и выражение для поля размагничивания упрощается до формулы [45, 48, 51, 52]:

$$\mathbf{H}_p = \int_S \frac{(\mathbf{M}\cdot\mathbf{n})(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' = -4\pi\widehat{\mathbf{N}}\mathbf{M}, \quad (1.15)$$

где  $\widehat{\mathbf{N}}$  – тензор размагничивающих факторов. При решении задачи для нахождения размагничивающего поля частицы в виде шара радиуса  $R$  интеграл может быть рассчитан (при условии того, что однородная намагниченность приводит к однородному полю) по формуле [51]:

$$\mathbf{H}_p = \int_S \frac{\mathbf{M}_r \cdot \mathbf{r}}{r^3} dS = -\frac{4\pi}{3}\mathbf{M}, \quad (1.16)$$

где  $\mathbf{M}_r = (\mathbf{M}\cdot\mathbf{r})/r$  проекция намагниченности на радиус-вектор  $\mathbf{r}$ ,  $r = |\mathbf{r}|$ ; центр шара соответствует началу координат. Подробнее о выражения для компонент тензора

размагничивающих факторов эллипсоида можно обнаружить в монографиях А. Г. Гуревича [45, 46].

Свойства магнитного материала в общем случае зависят от направления, в котором они были измерены. При отсутствии всех внешних сил намагниченность будет выравниваться в одном или нескольких конкретных направлениях кристаллической решетки. Известны эти направления как оси лёгкого намагничивания (ОЛН) материала. Чтобы повернуть намагниченность в сторону от лёгкой оси, требуется энергия, называемая энергией анизотропии. Для случая, в котором материал с одноосной анизотропией, имеется одна ОЛН. Поле магнитной анизотропии  $\mathbf{H}_{an}$  вычисляется через градиент плотности энергии кристаллографической анизотропии  $U_{an}$  по отношению к вектору намагниченности  $\mathbf{M}$  частицы с отрицательным знаком [45]:

$$\mathbf{H}_{an} = - \frac{\partial U_{an}}{\partial \mathbf{M}}, \quad (1.17)$$

Направления, для которых плотность энергии магнитной анизотропии максимальна и минимальна, называются осями трудного и лёгкого намагничивания [45, 47]. Анизотропия также может возникать за счёт поля магнитоупругости:

$$\mathbf{H}_{mel} = - \frac{\partial U_{mu}}{\partial \mathbf{M}}, \quad (1.18)$$

где  $U_{mu}$  – плотность магнитоупругой энергии, которая для кубического кристалла может быть рассчитана по формуле [45, 48]:

$$U_{mel} = b_{ij}(\mathbf{m})u_{ij}, \quad (1.19)$$

где  $b_{ij}(\mathbf{m})$  – тензор магнитострикции;  $u_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$  тензор механических смещений. При возбуждении упругих колебаний в магнитной системе, особенно в окрестности магнетоакустического резонанса, стоит учесть и вклад упругой подсистемы,

магнетика [53]. Колебания для упругой подсистемы из материала плотностью  $\rho$  и параметром затухания  $\Gamma$  описывается дифференциальным уравнением [45, 48, 53]:

$$\rho \frac{d^2 u_i}{dt^2} + 2\Gamma \frac{du_i}{dt} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i}, \quad (1.20)$$

где  $u_i$  – координата вектора механических смещений  $\mathbf{u}$ ;  $\sigma_{ij}$  – тензор напряжений, определяемый как:

$$\sigma_{ij} = \frac{1+\delta_{ij}}{2} \frac{\partial (U_{el} + U_{mel})}{\partial u_{ij}}, \quad (1.21)$$

где  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера;  $U_{el}$  – плотность упругой энергии, определяемая как:

$$U_{el} = C_{ijnl} u_{ij} u_{nl}, \quad (1.22)$$

где  $C_{ijnl}$  – тензор упругих констант.

### 1.3. Ферромагнитный резонанс в композитных плёнках

Ферромагнитный резонанс в тонких композитных и многослойных плёнках за счёт сложности магнитной микро- и нано- структуры может обладать уникальными характеристиками, не свойственными другим материалам. Ферромагнитные резонансные спектры, которые показывают зависимость поглощаемой величины мощности магнитной энергии композитными плёнками от значения подаваемого на вещество статического внешнего магнитного поля при постоянном значении частоты внешнего переменного электромагнитного поля, подаваемого на вещество, позволяют экспериментально определить следующие параметры исследуемого материала: ширина линии ФМР, резонансное поле, интенсивность поглощения сигнала.

Магнитные частицы в композитных плёнках могут быть достаточно изолированы друг от друга так, что энергия диполь-дипольного взаимодействия между ними незначительна [54]. Рассмотренное представление применимо для концентраций до порога перколяции ( $x < 0.4$ ). Различная ориентация осей магнитных частиц из-за уникальности их форм и размеров приводит к пространственной неоднородности свободной энергии. В итоге каждая магнитная частица со своей уникальной формой обладает своей резонансной частотой. Если ферромагнитная частица обладает анизотропией, вектор намагниченности располагается вдоль лёгкой оси намагниченности магнитной частицы. Возможна переориентация намагниченности гранул температурным воздействием, если энергетический барьер, разделяющий энергетические состояния, соизмерим с тепловой энергией. Для аморфных металлических структур энергетический барьер зависит от их формы, а также от величины и направления локальных напряжений. Магнитное вещество при недостаточном воздействии на него тепла, установленное в внешнее магнитное поле, может стать магнитоупорядоченным и сохраниться после извлечения его из магнитного поля [47].

Повышение концентрации магнитных частиц в плёнке сопровождается возрастанием энергии диполь-дипольного взаимодействия между отдельными магнитными частицами [55]. Как показано в работе [55], существенное влияние на пространственное распределение свободной энергии, помимо диполь-дипольного взаимодействия, может происходить за счёт обменного взаимодействия. Обменное взаимодействие в металл-диэлектрических композитных и многослойных плёнках возникает за счёт спин-зависимого обмена электронами между магнитными частицами, разделёнными диэлектриком [56]. Было произведено сравнение энергии диполь-дипольного и обменного взаимодействий в работе [55]. Был сделан вывод о преимуществе вклада диполь-дипольного взаимодействия над обменным в металл-диэлектрических плёнках.

Разработаны модели материалов, состоящих из гранул в рамках теории микромагнетизма [57-60]. Ванстон и Хантор [61] рассмотрели модель взаимодействующих однодоменных частиц. Для исследования были использованы порошки  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , представляющие собой частицы эллипсоидальной и

иглоподобной форм, распределённые случайным образом и имеющие размеры от 100 до 1500 нм. Резонансное поле магнитных частиц в порошке, обладающих кубической анизотропией, в первом порядке приближения равнялось:

$$H_r = \frac{\omega}{\gamma} + \frac{K_1}{2M_s}, \quad (1.23)$$

а ширина линии ФМР возрастала на  $K_1/M_s$  при существовании полей анизотропии. В работе [62] для планарных структур магнитных частиц, сориентированных приблизительно в одном направлении, приведён расчёт частот ФМР и магнитной проницаемости. Зафиксировано появление дополнительных полей размагничивания, сужение линии ФМР и смещение резонансного поля в сравнении с линией частиц в порошке. Используется понятие эффективной магнитостатической энергии для расчёта полей размагничивания, включающая две компоненты, которые являются комбинацией двух предельных случаев: однородно намагниченной плёнки с тензором размагничивания  $\hat{N}_f$  и изолированной частицы с тензором размагничивающих факторов  $\hat{N}_p$ . Использован параметр  $p$  объёмного заполнения композитной плёнки магнитными частицами. Итоговое выражение эффективной магнитостатической энергии записано в виде:

$$U_{dm} = \frac{1}{2}(1 - p)\mathbf{M}\hat{N}_p\mathbf{M} + \frac{1}{2}p\mathbf{M}\hat{N}_p\mathbf{M} \quad (1.24)$$

Из-за повышения концентрации магнитных частиц возможно их слияние в магнитные лабиринтоподобные структуры. В работе [63], чтоб учесть влияние лабиринтоподобных структур, применены параметры объёмного заполнения для магнитных гранул  $p_g$  и магнитных структур  $p_{FM}$ . В результате плотность энергии размагничивающих полей определяется по формуле:

$$U_{dm} = \frac{1}{2}p_g(1 - p_g)\mathbf{M}_g\hat{N}_g\mathbf{M}_g + \frac{1}{2}(p_g\mathbf{M}_g + p_{FM}\mathbf{M}_{FM})\hat{N}_f(p_g\mathbf{M}_g + p_{FM}\mathbf{M}_{FM}) \quad (1.25)$$

где  $\mathbf{M}_g$  и  $\mathbf{M}_{FM}$  — намагниченности насыщения магнитных гранулы и структур, соответственно, а их внутренние поля определяются по формулам:

$$\mathbf{H}_{dm,g} = \mathbf{p}_g(1 - \mathbf{p}_g)\hat{\mathbf{N}}_g\mathbf{M}_g, \quad (1.26)$$

$$\mathbf{H}_{dm,FM} = \hat{\mathbf{N}}_f(\mathbf{p}_g\mathbf{M}_g + \mathbf{p}_{FM}\mathbf{M}_{FM}). \quad (1.27)$$

Два различных локальных эффективных поля являются источниками двух резонансных частот. Для понимания взаимодействия между частицами в работе [64] приведены экспериментальные данные для наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  диаметром от 3 до 50 нм с отклонением до 0.4 нм, характеризующие взаимодействие оксидной оболочки и металлической частицы, образованные в процессе окисления. Исследование показало, что большинство особенностей, наблюдаемых в магнитных свойствах наночастиц, обусловлены внутренними свойствами наночастиц, а не межчастичным взаимодействием.

В работах [65-67] приведены экспериментальные результаты о влиянии структуры и отжига на ФМР характеристики композитных плёнок. Влияние на ширину линии ФМР ( $\Delta H$ ) концентрации металлической фазы отображено на рисунке 1.4. Ширина резонансной линии возрастает в  $x = 30 \div 35\%$ , затем постоянно спадает. Расширение линии с увеличением доли магнитных частиц, достаточно изолированных друг от друга, объясняется возрастанием магнитного момента сформированных частицами гранул и вследствие роста дисперсии размеров магнитных образований, являющиеся источниками локальных размагничивающих полей. Уменьшение ширины линии ФМР при  $x \geq 0.34$  связано с началом процесса перколяции. Вклад размагничивающих полей от разброса невзаимодействующих частиц можно оценить по формуле [66]:

$$\Delta H_{por} = 1.5(4\pi \langle M_S \rangle) \left( \frac{\lambda}{1+\lambda} \right), \quad (1.28)$$

где  $\langle M_s \rangle$  – намагниченность насыщения магнитных частиц,  $\lambda$  – пористость композитной плёнки. Пористостью является относительная объёмная доля диэлектрика в композитной плёнке:

$$\lambda = \frac{V_d}{V_m + V_d}, \quad (1.29)$$

где  $V_m$  и  $V_d$  — объёмы металла и диэлектрика в композитной плёнке соответственно.

Формула (1.29) может быть использована до порога перколяции. Из рисунка 1.4 видно, что кривая, рассчитанная по формуле 1.29, качественно согласуется с экспериментальными результатами при концентрациях  $x < 0.38$ . В работе [68] подобные результаты наблюдаются для плёнок других составов до порога перколяции. Сужение резонансной кривой с повышением доли металла в плёнках после порога перколяции объясняется уменьшением дистанции между гранулами или «обменным сужением» [69]. Качественно оценить величину обменного сужения можно по методике, предложенной в работе [70]:

$$\Delta H_{ex} \approx \frac{R_c}{M_s}, \quad (1.30)$$

где  $R_c$  — активное сопротивление композитной плёнки. На рисунок 1.4 изображена кривая, рассчитанная с учётом обменного сужения по формуле (1.30) при концентрациях  $x \geq 0.38$ .

В работах [69-71] приведена задача для определения частот резонанса ферромагнитных объектов обладающих формой эллипса с одноосной магнитной анизотропией. Для этих объектов направление ОЛН выбиралось в произвольном направлении. В результате было выведено уравнение ферромагнитного резонанса:

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right)^2 = (H_0 + M_s \Delta N) \times \left(H_0 + \frac{2K_A}{M_s} \cdot \frac{\sin^2(\theta_A - \theta_0)}{\sin(\theta_0)} + M_s \Delta N \frac{\cos 2\theta_0}{\sin \theta_0}\right), \quad (1.31)$$

где  $\Delta N$  — разность размагничивающих факторов для эллипсоидов вращения вдоль длинной и короткой полуосей,  $H_0$  — значение внешнего статического магнитного поля,  $K_A$  — константа анизотропии, угол  $\theta_A$  задаёт направление ОЛН, а углы равновесия вектора намагниченности рассчитываются из следующих выражений:

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2}, \quad \sin(\vartheta_0) = \frac{K_A \sin 2(\theta_A - \vartheta_0)}{M_S^2 \cos \vartheta_0 \Delta N} - \frac{H_0}{M_S \Delta N}. \quad (1.32)$$

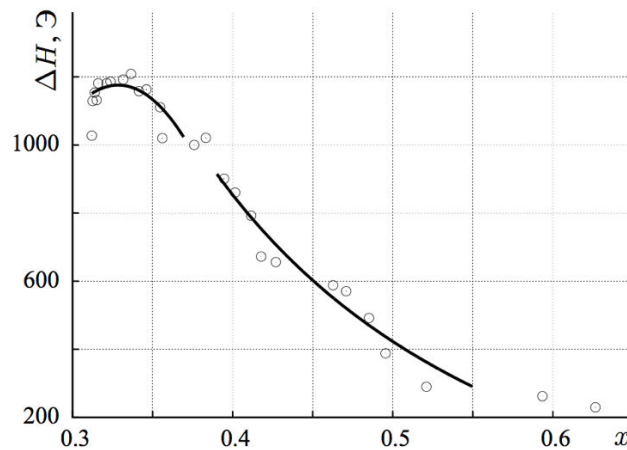


Рисунок 1.4. Концентрационная зависимость ширины линии резонансного поглощения композитных плёнок составов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_y$

Методика для теоретического расчёта движения вектора намагниченности частиц, обладающих формой эллипса, учитывающая соотношение полуосей эллипса и анизотропию, приведена в работах [67, 72-74]. При расчёте используются приведённые величины энергии, полей, времени, частоты [71, 75]. Приведённая плотность свободной энергии  $w^*(\mathbf{m}) = w(\mathbf{m})/2K_1$ , приведённое поле  $H^* = H \cdot M_S/2K_1$ , приведённое время  $t^* = t \cdot 2\gamma K_1/M_S$ , приведённая частота  $\omega^* = \omega \cdot M_S/2\gamma K_1$ . Если рассматривается одноосная наведённая анизотропия, то в формулы (1.31, 1.32) подставляется константа  $K_A$ . Эффективное магнитное поле, оказывающее воздействующее на магнитный момент, равно:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}^* = - \frac{\delta w^*}{\delta \mathbf{m}} \quad (1.33)$$

С применением метода численного расчёта в работе [74] определено положение, в котором намагниченность находится в положении минимума энергии. Выяснено, что увеличение вытянутости эллипсоида приводит к более резкому изменению направления вектора намагниченности эллипсоида при перемагничивании. Изменение отношения полуосей магнитных частиц в форме эллипса может привести к возникновению коэрцитивной силы. Таким образом ансамбль эллипсоидов можно использовать для описания процесса записи информации [72,73]. Для записи уравнения движения намагниченности в приведённых величинах используется следующее выражение [75]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{1}{1+\alpha^2} (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^* + \alpha \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^*]) \quad (1.34)$$

где  $\alpha$  — безразмерный параметр затухания.

Характеристика эффективной поверхностной анизотропии для разных геометрий и форм отдельных частиц приведены в работе [76]. Оценка вклада форм частиц на резонансные частоты даёт меньший вклад, чем концентрация частиц и их расположения в плёнках. Проведены вычисления резонансных полей и ширины линии ферромагнитного резонанса для магнитных эллипсоидов (рисунок 1.5), с плотностью свободной энергии, определённой в виде [76]:

$$\omega = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} + \frac{1}{2} \mathbf{f}^2 \mathbf{M} \hat{\mathbf{N}}_{\text{film}} \mathbf{M} + \frac{1}{2} \mathbf{f} (\mathbf{1} - \mathbf{f}) \hat{\mathbf{N}}_{\text{part}} \mathbf{M}, \quad (1.35)$$

где  $\hat{\mathbf{N}}_{\text{part}}$ ,  $\hat{\mathbf{N}}_{\text{film}}$  — тензор размагничивающих факторов отдельной ферромагнитной частицы и ферромагнитной плёнки, соответственно,  $\mathbf{f}$  — объёмная доля ферромагнитной проводящей фазы в плёнке.

Были рассчитаны резонансные частоты для пяти вариантов направления подмагничивающего поля и положения эллипсоидов в ансамбле. Для представленной на рисунке 1.5 геометрии задачи, когда подмагничивающее поле

направлено вдоль оси  $y$  (т. е.  $\varphi_H = 0$ ,  $\theta_H = \pi/2$ ), плотность свободной энергии записывается в виде:

$$w(\vartheta, \varphi) = -H_0 M_s f \sin \vartheta \cos \varphi + 4\pi M_s^2 f^2 \cos \vartheta + 2\pi M_s^2 f^2 (1-f) (N_{\perp} (\cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) + N_{\parallel} \sin^2 \vartheta \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) \quad (1.36)$$

Упрощая выражение 1.36, полагая  $\varphi_{M_0} = 0$  и найдя первые производные плотности свободной энергии, получаем условия равновесия вектора намагниченности:

$$\varphi_{M_0} = 0; \sin \vartheta_{M_0} = \frac{H_0}{4\pi M_s f}, \quad (1.37)$$

если  $H_0 < 4\pi M_s f$ , и

$$\varphi_{M_0} = 0; \vartheta_{M_0} = \frac{\pi}{2}, \quad (1.38)$$

если  $H_0 \geq 4\pi M_s f$ .

Уравнение ферромагнитного резонанса для условий равновесия (1.37), вычислив вторые производные плотности свободной энергии можно переписать как:

$$\left(\frac{\omega_{\text{res}}}{\gamma}\right)^2 = H_0 f \left( H_0 f - \left(\frac{4\pi M_s}{H_0}\right)^2 - 1 \right). \quad (1.39)$$

Частотный диапазон внешних полей, связанный с  $\Delta H$  можно рассчитать из уравнения:

$$\Delta \omega_{\text{res}} = \frac{\gamma \alpha}{4\pi M_s f} (H_0^2 - (4\pi M_s f)^2) (2 + f). \quad (1.40)$$

График зависимости приведённой резонансной частоты от концентрации магнитной фазы в плёнке приведён на рисунке 1.6.

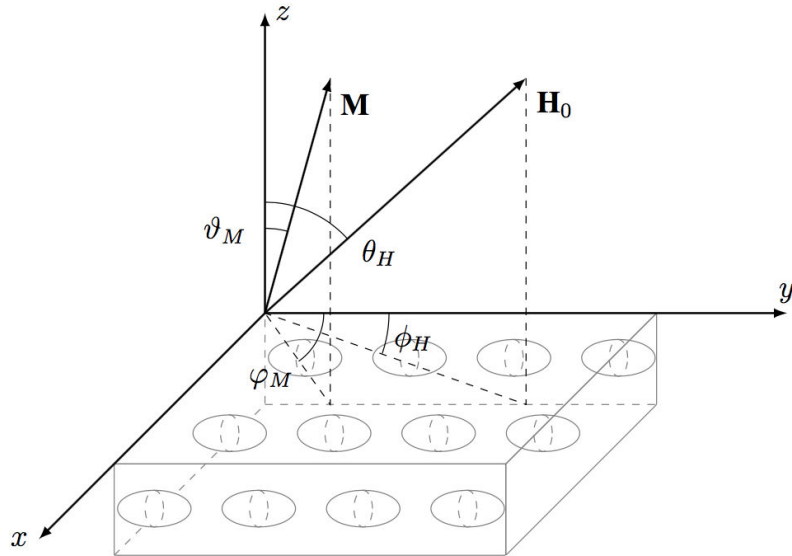


Рисунок 1.5. Положения магнитных эллипсоидов при вычислениях резонансных полей и ширины линии ферромагнитного резонанса

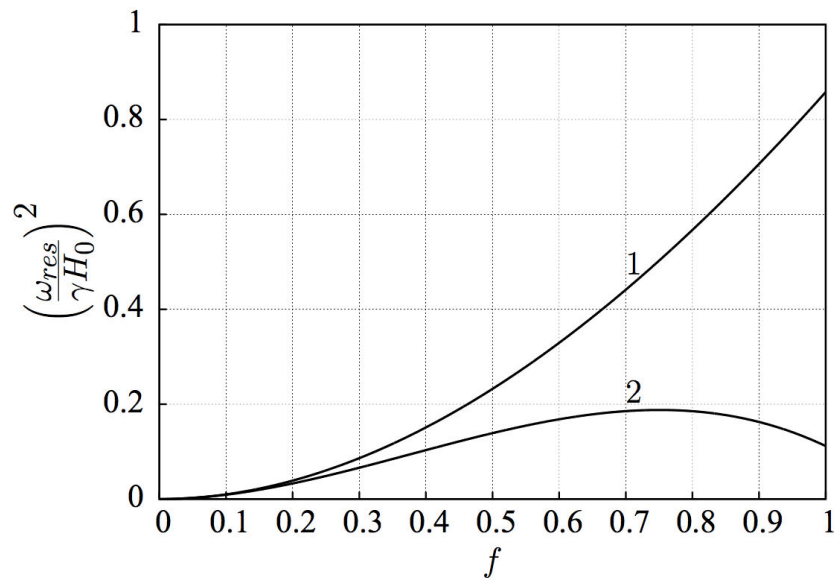


Рисунок 1.6. Зависимость квадрата приведённой резонансной частоты от доли магнитных частиц для двух случаев внешнего магнитного поля  $H_0$ : 5 (1) и 2 (2) кЭ [73]

#### 1.4. Сравнение ферромагнитных характеристик композитных и многослойных плёнок

Были получены зависимости индукции резонансного магнитного поля ( $B_{res}$ ) и ширины линии ФМР ( $\Delta B$ ) в единицах индукции магнитного поля, создаваемой постоянным электромагнитом спектрометра от  $x$  композита  $(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x(Al_2O_3)_y$  в однослойных плёнках серии А и многослойных плёнках: серия  $M_{A/A}$  состояла из 240 слоёв композита с узкой границей в виде шероховатости, серия  $M_{A/Si}$  состояла из 120 слоёв композита и 120 нанослоёв кремния, серия  $M_{A/Si:H}$  состояла из 120 слоёв композита и 120 слоёв нанослоёв кремния, с насыщенными водородными связями. Измерения проводились при комнатной температуре (300 К) и температуре жидкого азота (77 К); результаты представлены на рисунках 1.7 и 1.8 соответственно.

При температуре 300 К при  $x \leq 0.4$  магнитные частицы в композитных слоях распределены в диэлектрической матрице на расстояниях, превышающих их размеры, поэтому существенный вклад в ширину линии ФМР происходит за счёт разброса размагничивающих полей невзаимодействующих частиц. У однослойных композитных плёнок серии А ширина линии ФМР больше, чем для многослойных плёнок серий  $M_{A/A}$ ,  $M_{A/Si}$  и  $M_{A/Si:H}$ . Меньшее значение  $\Delta B$  у многослойных плёнок может быть связано с меньшим разбросом размагничивающих полей в них из-за меньшего разнообразия форм магнитных частиц. Обмен магнитными моментами через электроны проводимости в полупроводниковых слоях между магнитными частицами в композитных слоях, имеющих контакт с полупроводниковыми слоями, приводит к дополнительному сужению линии. Таким образом, создание тонкой слоистой структуры из композитов  $(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x(Al_2O_3)_y$  при концентрациях металлической фазы до порога перколяции приводит к уменьшению ширины резонансной линии ФМР [A2]. Для плёнок серии  $M_{A/A}$  наблюдаются максимумы на зависимостях  $\Delta B(x)$ . Для объяснения присутствия максимума может быть использована формула 1.28 [A4].

В области порога перколяции и выше  $0.4 < x$  рост концентрации приводит к росту взаимодействия между частицами и уменьшению  $\Delta B$  в плёнках серии А и  $M_{A/A}$ . Для плёнок  $M_{A/Si}$  и  $M_{A/Si:H}$  при концентрациях  $0.4 < x \leq 0.52$  наблюдаются максимумы  $\Delta B(x)$ , что можно объяснить уменьшением обмена магнитными моментами через электроны проводимости в полупроводниковых слоях вследствие роста толщины и сопротивления полупроводниковых слоёв и роста дисперсии размагничивающих полей магнитных структур композитных слоёв, слабо взаимодействующих между собой. При  $x > 0.52$  повышается взаимодействие между слоями и происходит сужение ширины линии [A4].

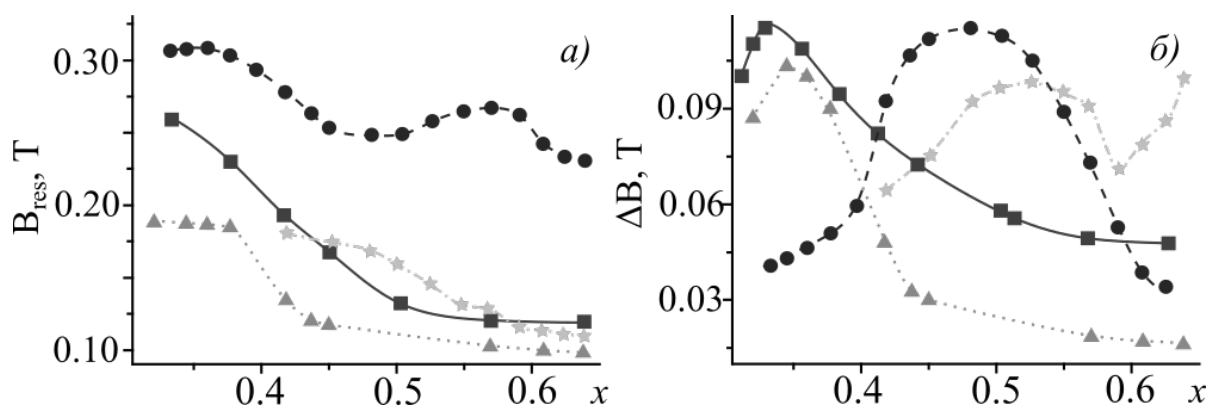


Рисунок 1.7. Зависимости при комнатной температуре а –  $B_{res}(x)$  и б –  $\Delta B(x)$  для серий плёнок: А – квадрат;  $M_{A/A}$  –треугольник,  $M_{A/Si}$  – круг,  $M_{A/Si:H}$  – звезда [A4]

Охлаждение плёнок до температуры жидкого азота приводит к росту  $\Delta B(x)$  за счёт уменьшения подвижности носителей заряда, переносящих магнитный момент от магнитной частицы к частице. Широкая линия ФМР (рисунок 1.8) соответствует слабой интенсивности сигнала. При этом сигналы ФМР в области максимума не регистрируются. Для плёнок серии  $M_{A/Si:H}$  сигналы не наблюдаются вследствие плохой проводимости полупроводниковых нанослоёв и плохого спинового обмена, обогащенных водородными связями, поэтому кривые для плёнок серии  $M_{A/Si:H}$  не приведены.

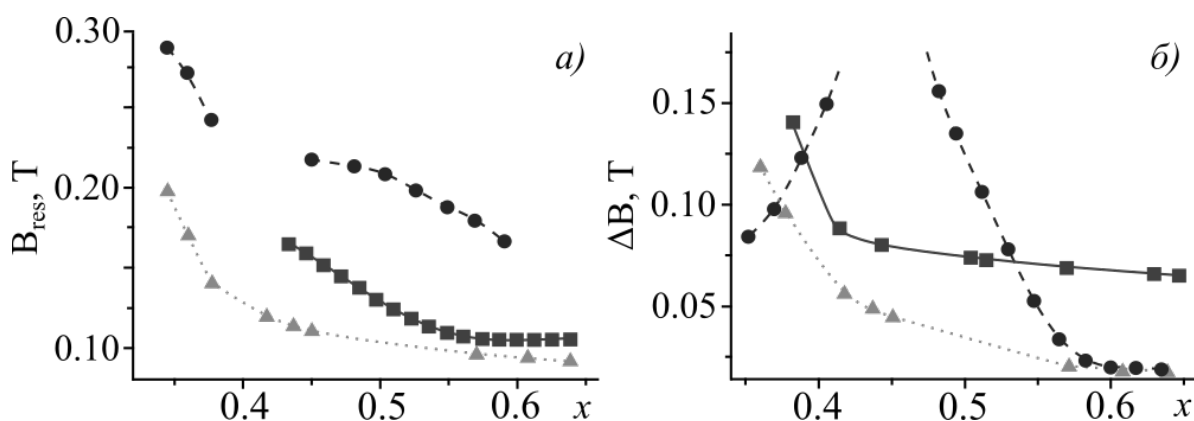


Рисунок 1.8. Зависимости при температуре жидкого азота а- $V_{res}(x)$  и б- $\Delta B(x)$  для серий плёнок: А – квадрат;  $M_{A/A}$  –треугольник,  $M_{A/Si}$  – круг [A4]

### 1.5. Влияние отжига на ФМР свойства и структуру многослойных плёнок

В работе [A5] было исследовано влияние отжига на структуру и СВЧ-магнитные свойства многослойных плёнок  $\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]+[\alpha-Si]\}_{56}$ . Отжиг плёнок на ситаловых подложках осуществлялся на воздухе в диапазоне температур от  $300^\circ$  до  $800^\circ$  К с шагом  $50^\circ$  К по сорок минут на шаг. Видно из рисунка 1.9, что для плёнок при  $x=0.33$  поведение зависимости  $H_{res}(T_{an})$  (при концентрациях  $x$  ниже порога перколяции) имеет немонотонный характер: сначала наблюдается рост резонансных полей (возникновение металлической гранулированной структуры), а затем, начиная с температуры  $T_{an} = 500$  К, – их уменьшение (объединение и увеличение гранул). В результате отжига в композитных слоях  $(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y$  образуется чёткая гранулированная структура. Гранулы имеют форму, близкую к эллипсоидальной. При росте температуры отжига происходит сопряжение гранул и наблюдается рост числа более крупных металлических образований с чёткими границами. При большой концентрации металла гранулы имеют менее правильную форму из-за сплавления большого количества мелких частиц в крупные конгломераты. Таких образований мало при низких концентрациях металлов  $x=0.33$ . Для  $x = 0.52$   $H_{res}$  уменьшается с

ростом  $T_{an}$ , что связано с ростом намагниченности и увеличением размеров металлических гранул при отжиге [A5].

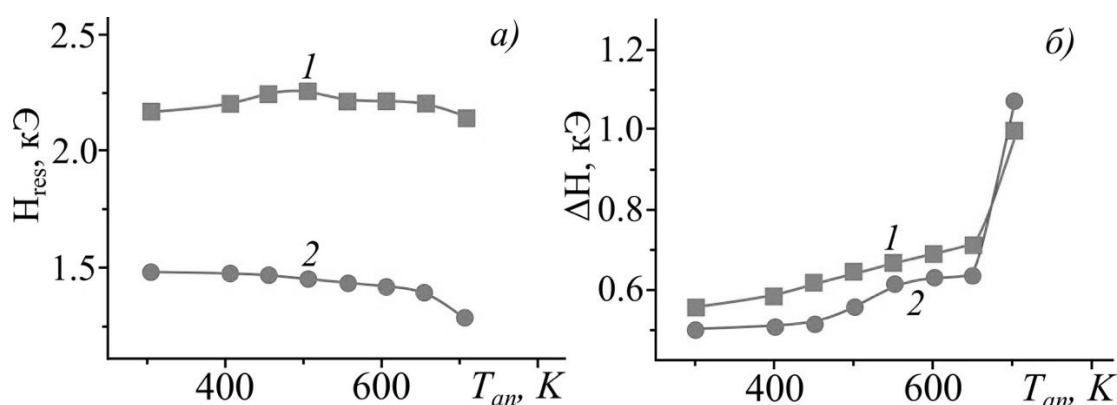


Рисунок 1.9. Зависимости а- $H_{res}$  и б- $\Delta H$  многослойных плёнок

$\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]+[\alpha-Si]\}_{56}$  с подложкой на лавсане от температуры отжига при  $x$ : 1-0.33; 2-0.52 [A5]

Для плёнок  $\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]+[\alpha-Si]\}_{56}$  при  $x = 0.33$  и  $x=0.52$  наблюдается рост ширины линии поглощения от температуры отжига. С ростом температуры отжига натёкообразные соединения, наблюдаемые на поверхности плёнок, разделяются и трансформируются в гранулы с чёткими границами. В зазорах между гранулами возникают пустоты. Возрастает вклад размагничивающих полей от разброса невзаимодействующих частиц. При температурах от 700 К, происходит резкий рост на зависимостях  $\Delta H(T_{an})$ , что, возможно, связано с объединением тонких металлических гранул между соседними слоями (толщина слоев 2–4 нм).

### 1.6. Статическая и сверхвысокочастотная проводимость плёнок

Для описания распространения тока в сложных структурах металл-диэлектрических композитных и многослойных плёнок применяется теория перколяции [77]. В 1957 г. Бродбент и Хаммерсли использовали название «теория перколяции» и рассмотрели процесс с математической точки зрения [78]. Под

перколяцией подразумевается регулярное движение в случайной среде. Интерес к теории перколяции связан с тем, что она позволяет описать протекание тока в композитных и многослойных плёнках при плавном изменении концентрации металла. При изменении концентрации металла в плёнках, проводимость меняется скачкообразно.

В композитах металл-диэлектрических плёнок проявляются два принципиально отличных механизма проводимости, зависящих от объёмной доли диэлектрической и металлической фаз, и структурой материала: металлический и неметаллический [27, 31, 79-81]. Когда доля металлической фазы в композитной плёнке находится до порога протекания, в ней проявляется неметаллический механизм проводимости. В таких плёнках металлические частицы не имеют электрических контактов за счёт окружающего их диэлектрика. Электрическое сопротивление возрастает на порядки при увеличении доли диэлектрика в плёнке от порога протекания до 100%. Если доля металлической фазы в плёнке находится за порогом протекания, плёнка характеризуется металлическим механизмом проводимости. При металлическом механизме проводимости размеры и количество гранул в единице объёма достаточно, чтоб произошло формирование проводящих скоплений-образований, а в случае наличия контактов между ними формирование сплошных металлических каналов, которые могут пронизывать всю композитную плёнку и обеспечить высокую проводимость. За счёт существования диэлектрических частиц не достигается наименьшее сопротивление, характерное для чистого металлического сплава, но механизм проводимости в целом является металлическим. При металлическом механизме свойства металл-диэлектрической плёнки близки к сплошной металлической плёнке, но присутствие частиц диэлектрика, вследствие сильного рассеяния на границах гранул, приводит к отличию его свойств [79]. Предложены механизмы описания электрических свойств композитных плёнок, которые фиксируются при различных температурных интервалах. Для композитов до порога перколяции электрическая проводимость преимущественно определяется диэлектрической компонентой. В области низких температур у плёнок до порога протекания температурная зависимость электрической проводимости в большинстве случаев подчиняется

«закону  $1/2$ » [82], который объясняют различными моделями. В модели Шенга-Абелеса (термоактивированного туннелирования) протекание тока происходит в результате туннелирования носителей заряда (электронов) между металлическими частицами непосредственно через диэлектрические барьеры [83]. Модель, объясняющая термоактивируемую прыжковую проводимость, связывает «закон  $1/2$ » с разбросом гранул в широком диапазоне по размерам [84]. Применяют в трактовке экспериментальных данных модель неупругого туннелирования [85, 86]. В которой за счёт существования цепочки локализованных состояний осуществляется туннелирование заряженных частиц (электронов) от проводящих гранулы к грануле, разделённые аморфным изолирующим их нанометровым слоем диэлектрика [87, 88]. В работе [83] была расширена теория проводимости композитного материала до порога перколяции. Механизм проводимости заключался в туннелировании электрона между металлическими частицами, причём зависимость проводимости от температуры определялась энергией ионизации наночастиц для слабого и сильных полей. Влияние магнитного поля на сопротивление композита исследовалось в работе [89], с усреднением элементарной туннельной проводимости по направлениям их магнитных моментов. Модель с одним настраиваемым параметром воспроизводила основные характеристики и величину магнитосопротивления в диапазоне магнитных полей от 270 до 4000 Гс. Обзор экспериментальных и теоретических исследований с использованием гетерогенных магнитных структур в неорганических композитах, представлен в статье [90]. Неестественность электронного транспорта фиксируются в обычных комнатных условиях исследованиями методом спин волновой спектроскопии [91, 92].

Несмотря на наличие работ, исследующих в разных диапазонах электродинамические свойства плёнок, состоящих из магнитных частиц, формирующих гранулы, в диапазоне от единиц мегагерц и до единиц гигагерц, эти свойства исследованы недостаточно. Достаточные магнитные свойства для применения в электронике и устройствах связи на низких частотах имеют аморфные магнитомягкие сплавы на основе железа и кобальта. В СВЧ диапазоне их применение усложняется из-за существенного вклада потерь от вихревых токов.

Решением для сокращения этих потерь является увеличение удельного электрического сопротивления магнитных сплавов за счёт внедрения диэлектрических материалов, таких как  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . На сегодняшний день исследования высокочастотных проводящих свойств композитных плёнок осуществляются с помощью зондовых методов с прецизионными мостами переменного тока [10] и из расчётов, получаемых по экспериментально определённым значениям коэффициента отражения электромагнитных волн СВЧ диапазона от плёнок [93, 94]. В работе [95] по исследованию высокочастотных проводящих свойств экспериментально зафиксировано различие статического и СВЧ сопротивления композитных плёнок в полтора-два раза. В работе [96], в которой исследовались композитные плёнки составов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$ , обнаружено, что сопротивление в СВЧ диапазоне меньше сопротивления на постоянном токе до четырёх раз. Это различие было объяснено ёмкостным шунтированием. В работе [97], показано, что в композитных плёнках составов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Zr}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$  различие сопротивлений в СВЧ диапазоне и на постоянном токе является гигантским и достигает четырёх порядков. Однако данные об СВЧ и статическом сопротивлении в этих работах, не являются достаточно полными. Поскольку остаётся неопределённым поведение электродинамических свойств плёнок в более широком диапазоне частот. Остаётся не ясна причина значительного различия СВЧ проводимости и статической. Используемые методы позволяют исследовать сопротивления композитных и многослойных плёнок в диапазонах от нуля до единиц мегагерц и от 3 ГГц и выше. Количество работ, посвящённых исследованиям проводимости композитных плёнок в диапазоне частот от 1 МГц до 3 ГГц, недостаточно. Поэтому исследование СВЧ сопротивления в композитных и многослойных плёнках является задачей, требующей применения новых методов и определённых приближений.

Толщина плёнки является существенным фактором как для приложений подавления шума, так и для её собственных свойств [98-102]. В работе [103] было показано влияние толщин магнитных аморфных плёнок  $\text{Co}_{85}\text{Nb}_{12}\text{Zr}_3$  на генерацию ФМР потерь. Частота ФМР увеличивалась с увеличением толщины плёнок. Самое большое ослабление сигнала возникало на частотах ФМР, хотя степень подавления

была относительно небольшой и составляла менее 1 dB. Гранулированные тонкие плёнки FeCoSiO, рассмотренные в работе [101, 104-106] обладают высокой намагниченностью насыщения, низкой коэрцитивной силой, высоким удельным электрическим сопротивлением и регулируемой частотой ферромагнитного резонанса  $f_{res}$ . В работе показано, что плёнки FeCo/SiO<sub>2</sub> являются магнитомягкими, изготовленными с одноосной магнитной анизотропией. Хорошие высокочастотные характеристики для неё достигаются, когда значения толщины плёнки изменяются от 50 нм до 1200 нм. Мнимая и вещественная части магнитной проницаемости имеют максимальные значения, которые не монотонно изменяются при изменении толщины. Эти превосходные магнитомягкие и высокочастотные свойства в системе FeCo/SiO можно объяснить наличием обменной связи между частицами FeCo [101]. Согласно теории модели случайной анизотропии Герцера [107] в идеальных условиях имеет место магнитно-обменное взаимодействие между зёрнами FeCo, при котором уменьшаются локальные поля анизотропии и поля размагничивания отдельных зёрен. Следовательно, эффективная кристаллическая анизотропия плёнки значительно снижается, что приводит к уменьшению степени коэрцитивности и увеличению проницаемости [105]. Добавление изолирующего SiO<sub>2</sub> в металлические магнитные материалы значительно повышает удельное сопротивление плёнки и снижает СВЧ потери на вихревые токи. Увеличение среднего размера магнитных частиц будет увеличивать коэрцитивность в соответствии с теорией модели случайной анизотропии [107]. Кроме того, увеличение внутренних напряжений плёнки и шероховатости поверхности также способствуют увеличению коэрцитивной силы [101]. Вихревые токи, возникающие внутри нанометаллических частиц в композитных плёнках, пренебрежимо малы, что приводит к значительно меньшим потерям для нанокompозитов по сравнению с обычными ферритами и порошковыми материалами.

В работах [11, 93, 96, 108, 109] рассмотрены экспериментальные исследования микро- и наноструктур, а также статической проводимости гранулированных аморфных металл-диэлектрических композитов в диапазонах до порога перколяции, в области перколяции и за порогом перколяции ( $0.28 < x < 0.75$ ). Удельная проводимость композитных плёнок

$(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  при протекании постоянного тока меняется в интервале от  $5 \cdot 10^2$  до  $10^5$   $(\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$  и возрастает с увеличением доли металлической фазы для концентрации  $x = 0.38 \div 0.65$  по степенному закону (рисунок 1.10) [11].

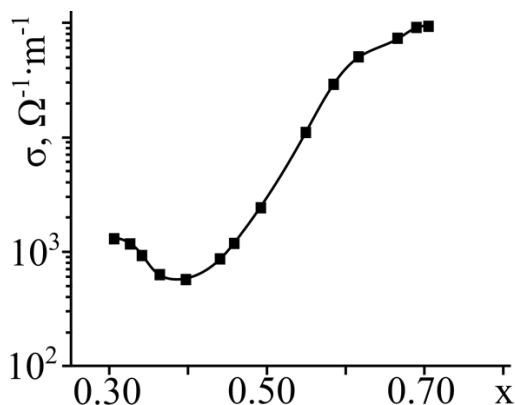


Рисунок 1.10. Проводимость от доли металлической фазы в процентах для металл-диэлектрических плёнок, исследованных в работе [11]

Концентрация  $x \approx 0.38$  соответствует порогу перколяции (процесс протекания металла), которое возникает в плёнках при их напылении. Интервал значительного роста  $x = 0.38 \div 0.65$  соответствует структуре с длинными проводящими областями. В работах [93, 96] приводятся формулы для расчёта СВЧ удельной проводимости по известному значению коэффициента отражения СВЧ-волн. Определяемая таким методом СВЧ проводимость плёнок превышает статическую на несколько порядков (рисунок 1.11).

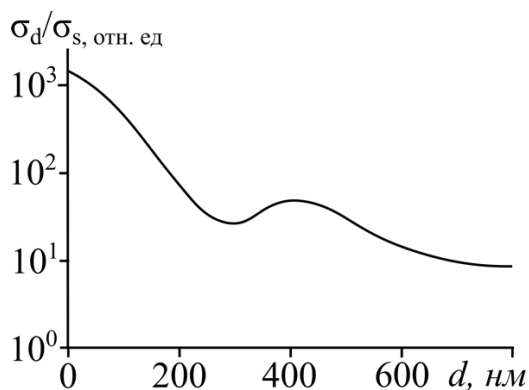


Рисунок 1.11. Зависимость отношения динамической проводимости к статической от толщины плёнки [96]

Из рисунка 1.11 видно, что проводимость в СВЧ диапазоне превышает статическую для всех исследованных толщин, причем рост толщины плёнки приводит к сокращению этого превышения. Увеличение пространственной разобоченности металлических гранул приводит к превышению СВЧ проводимости над статической. Для композитных плёнок с длинными проводящими полосами превышение мало, так как длины путей распространения постоянного тока и СВЧ электромагнитной волны близки друг другу и длине плёнки. Доля содержания проводящих частиц и размеры зёрен задают значение статического сопротивления. Сопротивление аморфных композитных плёнок, состоящих из гранул, зависит от особенностей полученной в результате напыления структуры и состава, поскольку изменение сопротивления и среднего размера частиц в металл-диэлектрических плёнках при изменении доли металла коррелируют друг с другом.

### **1.7. Магнитосопротивление в магнитных структурах**

Удельное сопротивление веществ в магнитном поле может как возрастать, так и уменьшаться. В немагнитных проводниках изменение удельного сопротивления происходит за счёт влияния силы Лоренца на движущийся электрон и в обычных условиях вклад этого эффекта относительно невелик. При воздействии электрического поля на полупроводниковый кристалл происходит направленное движение носителей заряда. Добавление к электрическому полю магнитного поля вызывает изменение энергетического спектра и траектории перемещения электронов. Когда магнитное поле направлено параллельно электрическому, то заряд перемещается по винтовой траектории с непрерывно возрастающим шагом. В скрещённых электрических и магнитных полях частица из состояния покоя начинает движение по траектории фиксированной точки, производящей окружности некоторого радиуса, катящейся без скольжения по прямой, центр которых равномерно перемещается в направлении, перпендикулярном полям. Электрон с начальной скоростью в плоскости

перпендикулярной магнитному полю перемещается по трахоиде, в приближении отсутствия столкновений электрона в веществе. На компоненту скорости, направленную вдоль магнитного поля, не оказывают влияния оба поля. Необходимо учитывать столкновения электрона, влияющие на его дальнейшее движение под действием полей. После соударения электрон перемещается по винтовой траектории или трохоиде, характеризуемая новыми параметрами. Длина свободного пробега будет являться функцией от величины магнитного поля. Так как сокращении длины свободного пробега вызывает возрастание сопротивления, то для магниторезистивного эффекта известно выражение:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{1}{24n^2e} \left( \frac{B}{R_0} \right)^2, \quad (1.41)$$

где  $n$ -концентрация электронов,  $e$ -элементарный заряд,  $B$ -индукция магнитного поля,  $R_0$  – сопротивление в отсутствии поля,  $\Delta R$  – изменение сопротивления под действия магнитного поля. Формула (1.41) является правилом Колера [110]. Из формулы 1.41 видно, что магниторезистивный эффект будет являться положительным при движении свободных отрицательных зарядов в скрещенных полях и отрицательным при движении свободных положительных зарядов. Величина эффекта будет определяться квадратом магнитной индукции.

Зависимость сопротивления веществ от внешнего магнитного поля названо гигантским магнитосопротивлением (ГМС), которое было обнаружено в структурах Fe/Cr вследствие существенного уменьшения электрического сопротивления. ГМС значительно превышало обычное лоренцевское и анизотропное магнитосопротивление (МС). ГМС наблюдается из-за упорядочивания ориентации магнитных моментов последовательных магнитных слоёв в одном направлении внешним магнитным полем. Для наблюдения ГМС необходима переориентация магнитных моментов от антиколлинеарного до коллинеарного.

Композитные магнитные гранулированные структуры могут обладать ГМС. Суперпарамагнитное состояние магнитных моментов в композитных плёнках

может быть упорядочено внешним магнитным полем, вызывающим уменьшение сопротивления. Структуры в которых наблюдается ГМС, показаны на рисунке 1.12.

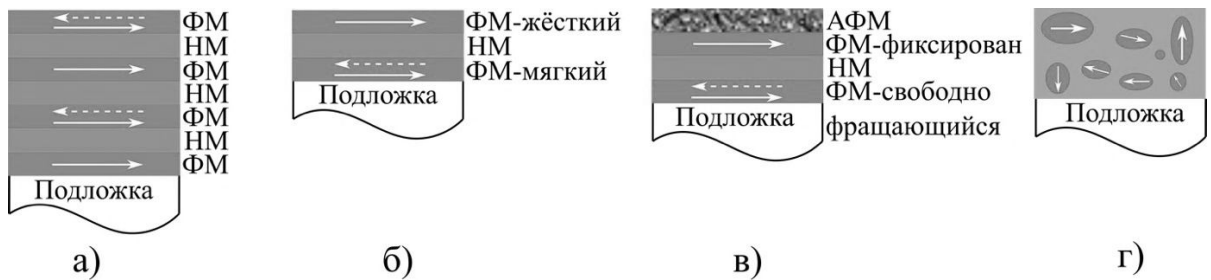


Рисунок 1.12. Структуры для наблюдения ГМС: а – магниточувствительная многослойная структура ферромагнитный (ФМ) – немагнитный (НМ) – ФМ слою; б – псевдо спинвентиль; в – спинвентиль, где АФМ-антиферромагнитный слой; г – неоднородная (гранулированная) ферромагнитная плёнка

Согласно резистивной модели ГМС для многослойной структуры, каждый металлический слой (и каждая граница раздела) рассматриваются как самостоятельное сопротивление. Сопротивления могут иметь параллельное или последовательное соединение, определяемое длиной свободного пробега и толщиной слоя. Когда длина свободного пробега меньше толщины слоя, ток в слоях протекает независимо и сопротивления подключены параллельно. Чтоб зафиксировать ГМС, необходимо, чтоб толщина слоя была сравнима с длиной свободного пробега. Это соответствует качественной модели ГМС, основанной на возможности электронов проходить свободно через слой, чувствуя направление намагниченности последовательных ферромагнитных слоёв [110]. В таком случае вероятность рассеяния электронов внутри слоя будет являться суммой вероятностей рассеяния внутри каждого слоя и поверхности раздела. В результате внутри данного спинового канала сопротивления каждого слоя и каждой поверхности соединены последовательно. Структура, состоящая из двух ферромагнитных и двух немагнитных слоёв (рисунок 1.12а) может быть использована для резистивной модели ГМС. Внутри каждого ферромагнитного слоя спин должен быть параллелен или антипараллелен намагниченности. Сопротивления электронов с разным направлением спинов в ферромагнитных

слоях разные. Для такой случая величина ГМС определяется асимметрией сопротивлений в двух спиновых каналах. Резистивная модель позволила для Co/Cu структуры теоретически определить наблюдаемую экспериментально ГМС порядка 130%. Однако для Fe/Cr теоретическая величина ГМС составила около 30%, что значительно меньше экспериментально наблюдаемой величины 220%. Различие теоретических расчётов с экспериментами данным объяснено вкладами в ГМС других факторов, среди которых свойства поверхности раздела, не учтённые в модели. Экспериментально обнаружено, что ГМС уменьшается экспоненциально с увеличением толщины немагнитных слоёв [111]. В модели последовательных сопротивлений ГМС монотонно уменьшается и при больших толщинах обратно пропорционально квадрату толщины. Когда толщина немагнитных слоёв больше длины свободного пробега, простая модель последовательных сопротивлений не применима. В приведённой модели ГМС считается, что сопротивление при параллельном соединении всегда меньше, чем при антипараллельном. Однако ГМС может быть положительным, если многослойная структура состоит из разных ферромагнитных слоев.

В спин-вентильных системах (рисунок 1.12б), представляющих собой два ферромагнитных металлических слоя толщиной порядка единицы нанометров, разделённые неферромагнитной металлической прослойкой, гигантское магнитосопротивление может фиксироваться при протекании тока вдоль или поперёк слоёв. Обменное взаимодействие между слоями, разделёнными немагнитной прослойкой, обусловлено косвенным обменом электронами проводимости. Обменный интеграл, связанный с обменным взаимодействием между слоями в зависимости от роста толщины неферромагнитной прослойки, демонстрирует колебания как с положительными, так и отрицательными значениями, амплитуда которых падает обратно пропорционально квадрату толщины (рисунок 1.13).

Для антипараллельной ориентации магнитных слоёв в отсутствие магнитного поля подбирается толщина прослойки, добиваясь отрицательного значения обменного интеграла. Добавление внешнего магнитного поля необходимой величины должна устремить намагниченность слоёв

сориентироваться против обменного взаимодействия, действующего между ними. Различие в ориентации намагниченности спин-вентильной структуры приводит к различию её сопротивления. Для антипараллельной ориентации сопротивление выше, чем для параллельной.

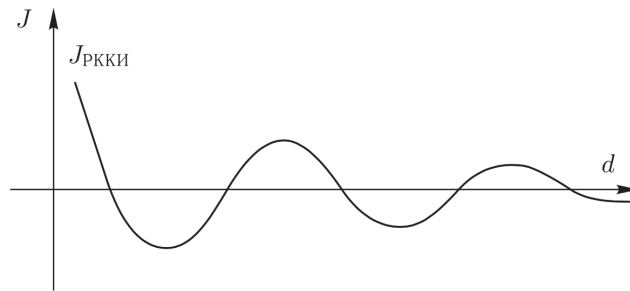


Рисунок 1.13. Зависимость межслойного взаимодействия от толщины прослойки

Добавление антиферромагнитного слоя, соприкасающегося с ферромагнитным слоем и закреплённой намагниченностью может обеспечить фиксацию намагниченности соседнего ферромагнитного слоя (рисунок 1.12 в). Антиферромагнитный слой приводит к сдвигу петли гистерезиса ферромагнитного слоя (рисунок 1.14). Если максимальное значение полей, создаваемых ферромагнитными слоями, не превышает поле обменного сдвига, то намагниченность ферромагнитного слоя сохраняется.

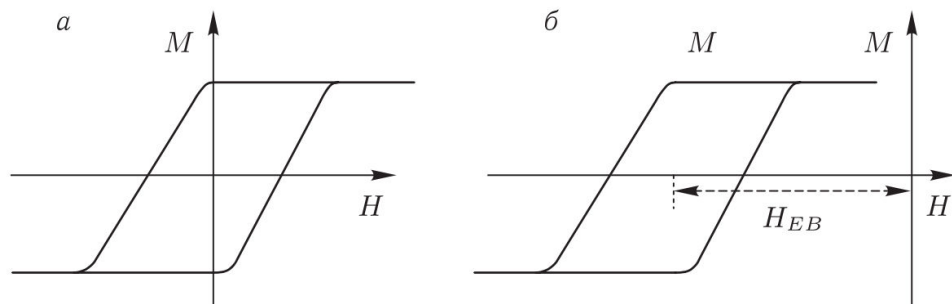


Рисунок 1.14. Петля гистерезиса в отсутствии (а) и в присутствии (б) антиферромагнитного слоя,  $H_{EB}$  - величина обменного сдвига

ГМС в ферромагнитных материалах объясняется наличием электронов с противоположными проекциями спина на направление намагниченности. Вклады в проводимость ферромагнетиков этих электронов могут отличаться. Суммарная проводимость электронов для двух направлений спина в антипараллельных слоях меньше проводимости в случае параллельных слоёв [111]. Таким образом изменение намагниченности слоёв от антипараллельной к параллельной приводит к отрицательному ГМС. Такое объяснение ГМС требует, чтоб толщины слоёв имели толщины более десятка нанометров, которые будут превышать длину свободного пробега носителя заряда при комнатных температурах.

Когда в качестве прослойки между ферромагнитными слоями выступает диэлектрик, то протекание тока будет осуществляться за счёт туннелирования электронов через диэлектрик. Измерения такого тока осуществлялось для толщин диэлектрика, не превышающих 1 нм.

В обоих рассмотренных примерах разделения ферромагнитных слоёв металлической или диэлектрической прослойкой качество границ раздела вносит вклад в ГМС. Использование оксида алюминия для получения качественных и воспроизводимых структур в качестве диэлектрической прослойки не привело к положительному результату. Решением в повышении качества прослойки оказалось применение оксида магния. Для диэлектрической прослойки сопротивление туннельной магнитной структуры при параллельных намагниченностях ферромагнитных слоев ниже, чем при антипараллельных [111].

Известный магниторезистивный эффект, как колоссальное магнитосопротивление (КМС) был зафиксирован в манганитах лантана. КМС относится к отрицательным магниторезистивным эффектам. Перенос заряда происходит путем прыжков электронов между ионами  $Mn^{3+}$  и  $Mn^{4+}$  при условии параллельности магнитных моментов двух атомов Mn. Рост температуры до температуры Кюри приводит к увеличению рассеяния флуктуациями спина и уменьшению плотности электронных состояний на уровне Ферми. В результате около температуры Кюри сопротивление максимально, но чувствительно к приложенному внешнему магнитному полю. Внешнее магнитное поле повышает ферромагнитное упорядочение, увеличивая вероятность прыжка и, следовательно,

уменьшение сопротивления. Для наблюдения ГМС обычно используют магнитные поля порядка единицы Тесла [110].

В статье Кребса впервые наблюдался ГМС в микроволновом режиме [112], а позже Жаке и Вале наблюдали магнитооптический эффект в инфракрасном режиме [113]. Такие высокочастотные методы измерения были предложены в качестве альтернативного бесконтактного метода измерения ГМС. Эффект микроволнового ГМС наблюдался в различных геометриях. В статье Кребса образец находился в конце цилиндрического резонатора и измерялась зависимость производной поглощённой мощности 35 ГГц сигнала по модулированному магнитному полю от магнитного поля, приложенного при различных углах, относительно кристаллографической оси образца [112]. В статье Устинова многослойные плёнки помещались в максимумы электрического поля, создаваемые коаксиальным резонатором, ток в диапазоне от 0.5 до 2.1 ГГц протекал перпендикулярно плоскости плёнок, магнитное поле было направлено в плоскости плёнок. Поскольку размер образца короче, чем длина волны микроволнового излучения, эксперименты проводились в квазистационарном режиме. Зависимость микроволнового поглощения перпендикулярно плоскости плёнки от магнитного поля, коррелировало с магнитосопротивлением постоянного тока в плоскости [114]. Исследование ГМС производилось помещением многослойной плёнки в антенный контур [115] на постоянном и переменном токе до 5 ГГц прямым контактным методом, магнитное поле находилось в плоскости плёнки. Было показано, что характерная форма кривой ГМС от магнитного поля остаётся неизменной для частот 0.1, 3.5, и 5.0 ГГц, но величина ГМС уменьшается с ростом частоты. Мнимая часть импеданса изменялась почти как линейная функция от частоты. На частоте 5 ГГц мнимое сопротивление было в 8,5 раз больше действительного. Также ГМС исследовались в работе путём прямого измерения передачи и дифференциального поглощения [116, 117]. Каждый из этих исследований показывал корреляцию между транспортным ГМС и микроволновым ГМС.

## Глава 2. Методика, техника получения и исследования плёнок

### 2.1. Техника получения композитных и многослойных плёнок

Объекты для исследований были изготовлены в специально разработанной в Воронежском государственном техническом университете напылительной установке (рисунок 2.1). Напыление плёнок осуществлялось в вакууме при давления  $10^{-4}$ .

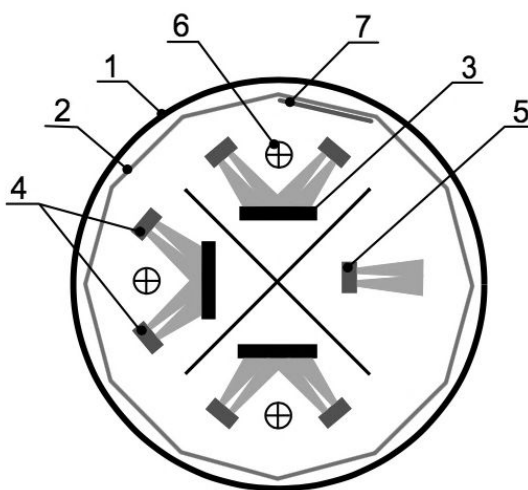


Рисунок 2.1. Схема содержимого камеры для ионно-лучевого напыления плёнок. 1 — вакуумная камера, 2 — подложкодержатель, 3 — водоохлаждаемая мишень, 4 — источник ионно-лучевого распыления, 5 — источник ионно-лучевого травления, 6 — компенсатор, 7 — подложка для плёнок

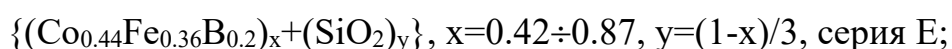
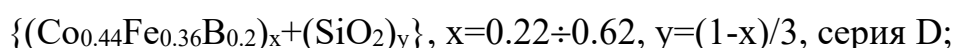
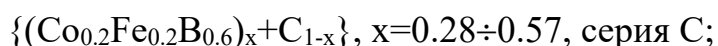
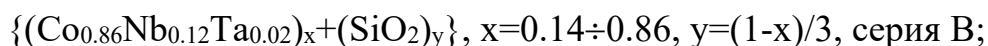
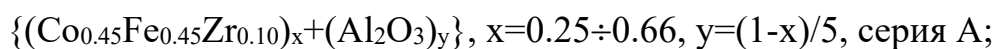
По размещённым в камере мишеням, состоящим из пластинок и сплавов определённых химических составов осуществлялась бомбардировка разогнанными атомами аргона. Атомы аргона разгонялись источниками ионно-лучевого распыления (4). Шесть источников распыления использовались для напыления. Один источник (5) использовался для очистки подложки, что позволяло увеличить адгезию плёнки с подложкой. Напыление плёнок осуществлялось по специально разработанной методике с применением ионно-лучевого распыления в

напылительной установке. Подложки крепились в камере по периметру на подложкодержатель (2) и могли вращаться вокруг центра камеры с частотой 0.001 до 1 об/мин. В ходе напыления нагрев подложки не осуществляется или он незначителен [118].

## 2.2. Определение составов и толщин исследованных плёнок

Формулы атомного состава композитных плёнок составлялись на основе данных о процентном содержании атомов в единице объёма плёнок, полученные методами сканирующей электронной микроскопии. В работе были использованы микроскоп Jeol JSM-6400 и TESCAN Mira 3 четвёртого поколения с катодом Шоттки. В качестве приёмника в микроскопе Mira 3 применялась система энергодисперсионного рентгеновского микроанализа с аналитическим твердотельным детектором Oxford Instruments INCA x-act [42].

Составы исследуемых композитных плёнок описаны следующими формулами:



$\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]+[\alpha-Si]\}_{56}$ ,  $x=0.3\div 0.6$ ,  $y=(1-x)/3$ , число 56 соответствует количеству пар чередующихся нанослоев: композит-полупроводник, серия F;

Плёнки серий А,В,Ф напылены на ситалловую подложку, толщиной 0.5 мм, плёнки серии С и D напылены на стекло, а плёнки серии Е - на лавсановую подложку, толщиной 0.05 мм.

Толщины плёнок измерялись по изображениям торца скола плёнок, полученных на микроскопе Jeol JSM-6400 (рисунок 2.2)

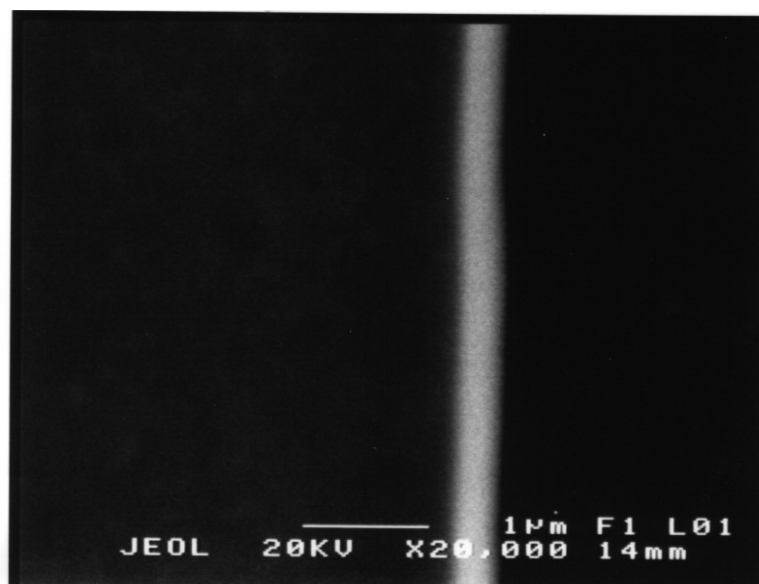
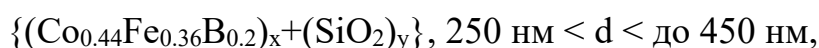
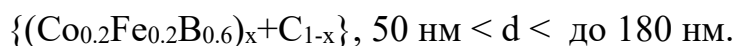
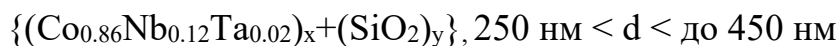
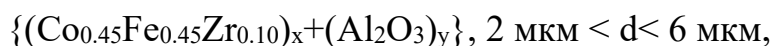


Рисунок 2.2. Электронная микрофотография поперечного разреза части композитной плёнки

Толщины композитных плёнок для различных составов находились в интервалах  $d$ :



Зависимости толщин композитных плёнок от  $x$  представлены на рисунке 2.3 и рисунке 2.4.

Для многослойных плёнок из слоёв композита  $(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y$  и аморфного диэлектрика  $\alpha$ -Si, имеющих формулу состава  $\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]+[\alpha\text{-Si}]\}_{56}$   $0.3 < x < 0.6$  зависимость средних толщин композитных и полупроводниковых слоёв от  $x$ , приведена на рисунке 2.5.

На фотографии нанослоёв плёнки состава  $\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]+[\alpha\text{-Si}]\}_{56}$  выделяются по контрасту слои  $(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y$  и кремния, показанные на рисунке 2.6.

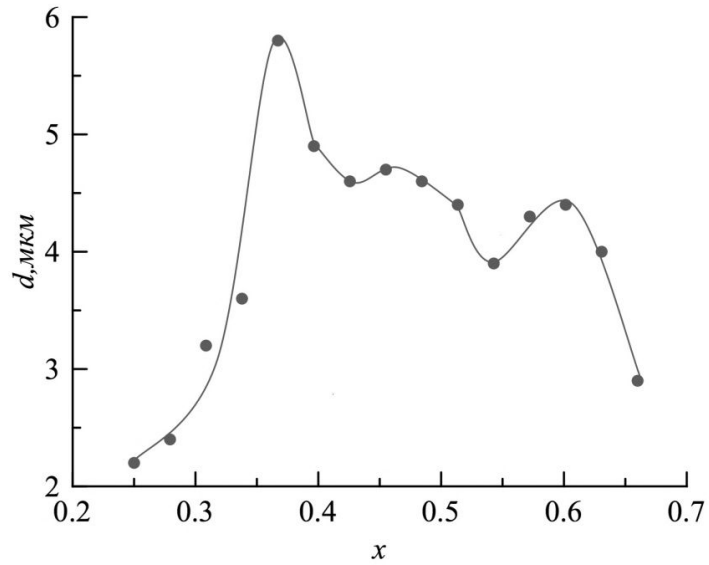


Рисунок 2.3. Концентрационная зависимость толщины композитных плёнок состава  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$

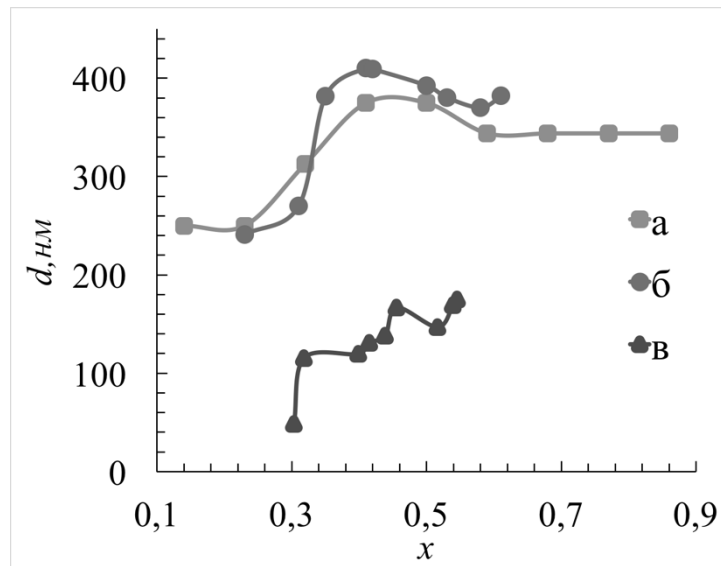


Рисунок 2.4. Концентрационная зависимость толщин композитных плёнок составов:  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$ , серия В (а),  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  серия D (б),  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$  серия C (в)

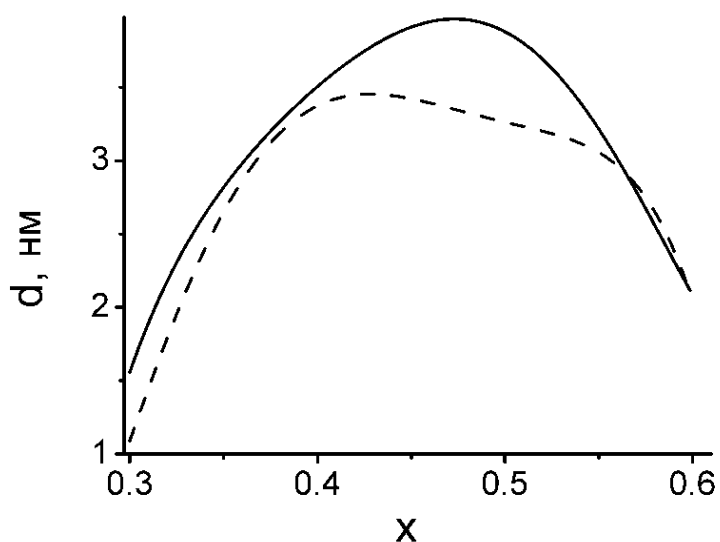


Рисунок 2.5. Зависимости средних толщин композитных (сплошная линия) и полупроводниковых (прерывистая линия) слоев плёнок  $\{[(\text{Co}_{0.86}\text{Nb}_{0.12}\text{Ta}_{0.02})_x+(\text{SiO}_2)_y]+[\alpha\text{-Si}]\}_{56}$  от  $x$

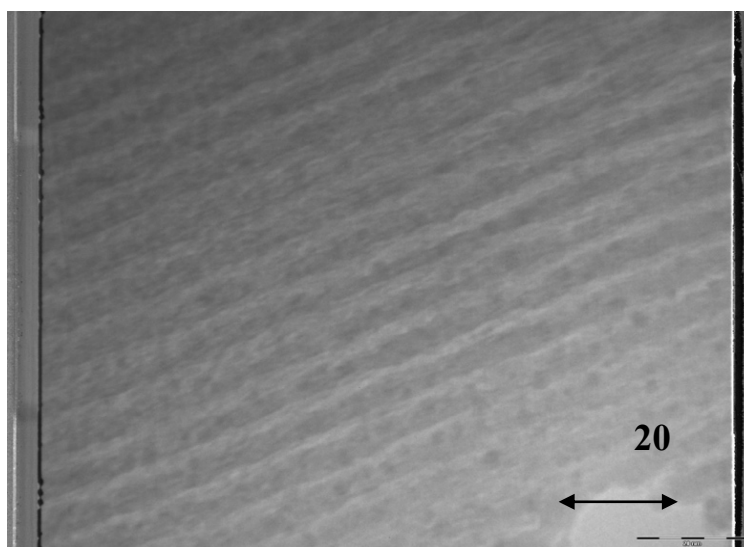


Рисунок 2.6. Фотография нанослоёв плёнки состава  $\{[(\text{Co}_{0.86}\text{Nb}_{0.12}\text{Ta}_{0.02})_x+(\text{SiO}_2)_y]+[\alpha\text{-Si}]\}_{56}$ , где длина стрелки равна двум нанометрам

На поперечном срезе многослойной плёнки наблюдается чередование полупроводниковых и композитных слоёв, расположенные на прямых линиях, параллельных друг другу (рисунок 2.6).

### 2.3. Измерение статического и высокочастотного сопротивления плёнок

Статическое удельное сопротивление плёнок измерялось на мегаомметре Еб-17. Мегаомметр подключался к медным контактам на текстолите, которые были разделены воздушным зазором. Медные контакты замыкались плёнкой и измерялось сопротивление участка плёнки. Для фиксации плёнки на медных контактах плёнка прижималась оргстеклом, которое фиксировалось болтами к текстолиту. По известному расстоянию между контактами, шириной и толщиной плёнки рассчитывалось удельное статическое сопротивление плёнок.

Для определения удельного сопротивления композитных и многослойных плёнок в диапазоне от единиц мегагерц до единиц гигагерц была разработана установка, которая включала в себя контейнер, куда устанавливались композитные или многослойные плёнки. Контейнер (рисунок 2.7) представлял собой полый проводящий цилиндр (1) и был аналогом экрана для коаксиальной линии передач с плёнкой. Длина цилиндра была равна 88 мм, диаметр – 24 мм. Центральными проводниками коаксиальной линии являлись два посеребренных медных контакта, напрямую не соприкасающихся друг с другом (2). Непроводящие пластины в зазоре между контактами (3) использовались для фиксации плёнки на оси (4). Для минимизации электрических потерь в контейнере использовались пластины из фторопласта. Сама плёнка краями касалась посеребренных контактов. Отверстие в контейнере, через которое осуществлялась установка плёнки на контакты и фторопластовую пластину, закрывалось медной фольгой (5). Торцы цилиндра были закрыты приваренными металлическими дисками с разъёмами (6) для подключения коаксиальных кабелей. Таким образом корпус контейнера мог являться продолжением экрана коаксиальной линии, а посеребренные контакты с плёнкой продолжением центральной жилы. Парой одинаковых коаксиальных кабелей с волновым сопротивлением 50 Ом контейнер подключался к генератору качающей частоты (ГКЧ) с выходным сопротивлением 50 Ом ( $R_{out}$ ) и анализатору спектра (АС) GSP-7830 с входным сопротивлением 50 Ом ( $R_{in}$ ) [А3].

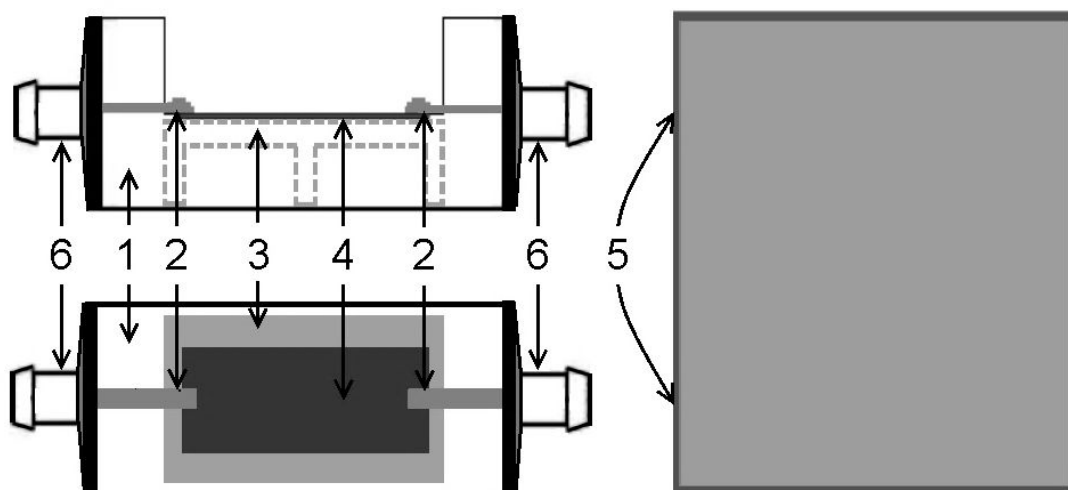


Рисунок 2.7. Контейнер с металлическим экраном, в котором находились плёнки для исследования удельного модуля импеданса

Расстояние между контактами было 2.5 см, а ширина 0.23 см. Допустимый частотный диапазон установки находился от 10 МГц до 3 ГГц, выходная мощность генератора составляла 1 мВт.

Для определения СВЧ спектров относительного удельного сопротивления в магнитном поле вместо коаксиального контейнера была использована фольгированная стеклотекстолитовая пластина. На пластине было сделано три проводящих контакта: центральный и два боковых контакта по типу копланарной линии передач [119]. Размеры проводящих контактов и зазоры между ними подобраны в программе для расчёта линии передач TXLINE 2003 таким образом, чтоб волновое сопротивление копланарной линии составляло 50 Ом в рабочем диапазоне частот [120]. В центральном контакте был сделан зазор длиной 1.15 мм, на которой устанавливались плёнки (рисунок 2.8). Длина и ширина устанавливаемых в зазор плёнок составляли по 2.5 мм. Для фиксации плёнки на пластине использовалось оргстекло, которое крепилось к копланарной линии пластиковыми болтами, прикручиваемыми по бокам линии. Для подключения линии к GSP-7830 коаксиальными кабелями на линии были установлены разъёмы. Центральная жила коаксиального кабеля подключалась к центральному контакту, а оплётка кабеля к боковым контактам.

Пластина с закрепленной плёнкой на центральной полосе (рисунок 2.8) помещалась в зазор электромагнита. Напряжённость поля в зазоре электромагнита изменялась от 0 до 7 кЭ. Все измерения были проведены при комнатной температуре. Магнитное поле  $\vec{B}_0$  и плотность СВЧ тока  $\vec{j}$  были коллинеарны.

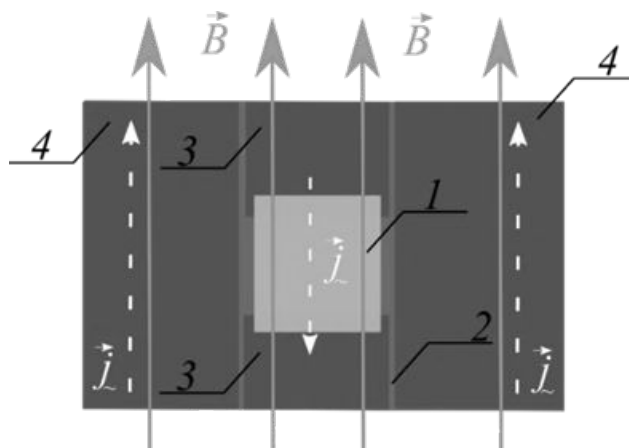


Рисунок 2.8. Геометрия эксперимента: 1- композитная плёнка; 2- полоса из диэлектрика, 3, 4 -проводящие полосы, направления  $\vec{j}$  -плотность тока,  $\vec{B}$ - статическое магнитное поле

Измерения спектров коэффициентов передачи по мощности  $K$  от частоты  $f$  осуществлялось для пятиста частот в рабочем частотном диапазоне. Коэффициент передачи по мощности определяется выражением:

$$K(f) = 10 \cdot \lg \left( \frac{P_{in}(f)}{P_{out}} \right), \quad (2.1)$$

где  $P_{in}(f)$  и  $P_{out}(f)$  – мощность на входе и выходе на выходе АС и ГКЧ соответственно. Регистрируемые спектры применялись для вычисления СВЧ удельного сопротивления плёнок. Поскольку расстояние между контактами, которые замыкались плёнками, меньше четверти минимальной длины электромагнитной волны в свободном пространстве, то участок линии с плёнкой считался квазиоднородным, характеризуемым квазисосредоточенными параметрами. Эквивалентная схема установки для исследования удельного

сопротивления плёнок представлена на рисунке 2.9, где  $R_{Cu}$  – сумма последовательного соединения из сопротивлений контейнера, контактов и медных проводящих участков коаксиальных кабелей, а  $Z_f$  – импеданса композитной плёнки (рисунок 2.9).

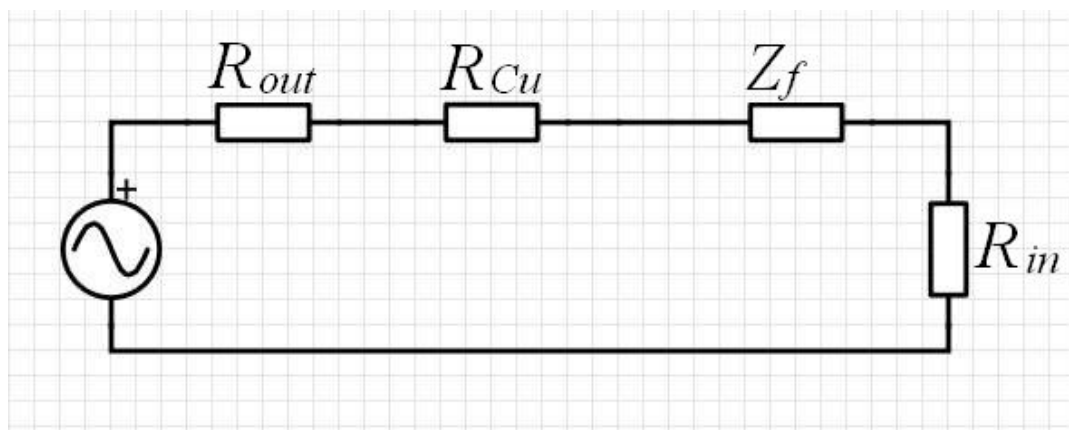


Рисунок 2.9. Эквивалентная электрическая схема линии передач с композитной плёнкой

Отношение входной мощности АС при прямом подключении генератора к АС без дополнительных источников электрических потерь (коаксиальные кабели, контейнер, плёнка) к мощности на входе АС поступающей от ГКЧ через контейнер с исследуемой плёнкой определяется выражением:

$$\frac{P_{in}}{P_f} = \frac{I_{in}^2 R_{in}}{I_f^2 R_{in}} = \left( \frac{\sqrt{(R_{in} + R_{out} + R_{Cu} + R_f)^2 + X_f^2}}{R_{in} + R_{out}} \right)^2, \quad (2.2)$$

где  $P_{in}$ ,  $I_{in}$  – мощность и действующая сила тока с ГКЧ при прямом подключении;  $P_f$ ,  $I_f$  – мощность и сила тока на входе АС поступающей от ГКЧ через контейнер с исследуемой плёнкой,  $R_f$  и  $X_f$  – вещественная и мнимая компоненты импеданса исследуемой плёнки. Мнимая компонента импеданса плёнки включает реактивное ёмкостное и реактивное индуктивное сопротивления плёнки. Если активное сопротивление исследуемой плёнки в контейнере на порядок больше полного

активного сопротивления линии без плёнки (сумма  $R_{out}$ ,  $R_{in}$  и  $R_{Cu}$ ), уравнение (2.2) можно упростить до выражения:

$$\frac{P_{in}}{P_f} \approx \left( \frac{|Z_f|}{R_{in} + R_{out}} \right)^2, \quad (2.3)$$

Из выражения (2.3) выводится формула для модуля импеданса исследуемой плёнки:

$$|Z_f| \approx (R_{in} + R_{out}) \left( \sqrt{\frac{P_{in}}{P_f}} \right), \quad (2.4)$$

Увеличении концентрации диэлектрика в исследуемых плёнках, т.е. рост сопротивления плёнок будет повышать точность вычисляемого значения модуля импеданса по формуле (2.4). Из-за высокого сопротивления плёнок до порога перколяции и в области перколяции формула 2.4 будет применима и иметь высокую точность. Для плёнок после порога перколяции требуются оценивать их статическое сопротивление к сумме  $R_{out}$ ,  $R_{in}$  и  $R_{Cu}$ . Вычислив модуль импеданса и измерив размеры исследуемых плёнки между контактами, высчитывается удельное сопротивление композитных плёнок. При исследовании СВЧ импеданса (сопротивления) в магнитных полях определялось отношение изменения модуля импеданса к модулю импеданса в отсутствии магнитного поля по формуле:

$$M = \frac{|Z_f|_H - |Z_f|_0}{|Z_f|_0}, \quad (2.5)$$

где  $|Z_f|_H$  – импеданс композитной плёнки в магнитном поле,  $|Z_f|_0$  – импеданс композитной плёнки в отсутствии магнитного поля,  $M$  – относительное изменение модуля импеданса плёнки в магнитном поле (далее: магнитосопротивление) композитных плёнок [110].

## 2.4. Определение магнитных характеристик плёнок

Измерение спектров ФМР композитных и многослойных плёнок позволяет определить их резонансные поля и ширину линий поглощения, а также сделать общие представления о структуре плёнок [107, 121, 122]. Для проведения исследований ФМР использовался радиоспектрометр РЭ 1306 (рисунок 2.10). Для установки плёнок в спектрометр плёнки имели размеры  $2.5 \div 5.0$  мм.

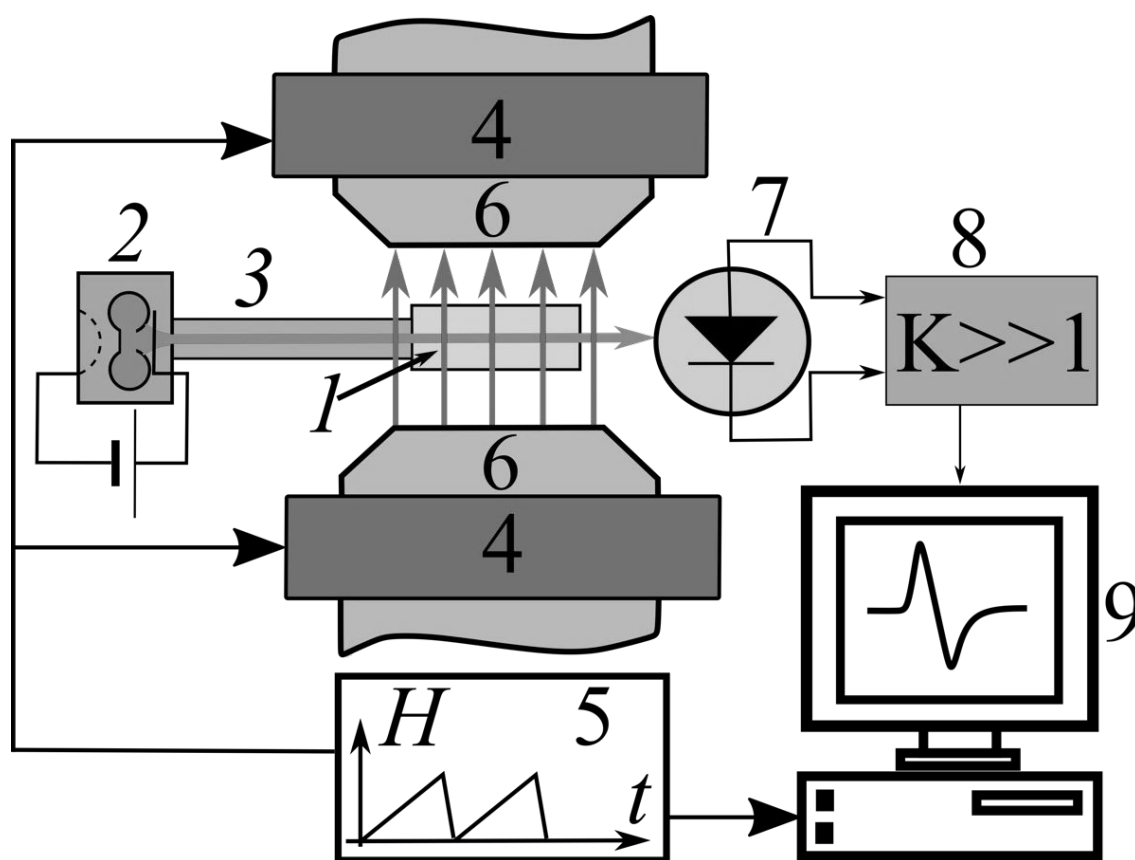


Рисунок 2.10. Блок-схема радиоспектрометра РЭ 1306: 1 — Резонатор, 2 — клистронный генератор, 3 — волновод, 4 — электромагнит, 5 — блок управления развёрткой, 6 — модулирующие катушки, 7 — детектор, 8 — усилитель, 9 — регистрирующее устройство (самописец)

Исследуемая плёнка располагается в резонаторе (1), в котором возбуждаются СВЧ стоячие волны. Источником СВЧ излучения является клистронный генератор (2), настроенный на частоту 9.36 ГГц. СВЧ электромагнитные волны

распространяются от генератора к резонатору по волноводу (3). Резонатор установлен в зазор электромагнита (4). Статическое (постоянное) и переменное поле установлены в плоскости плёнки и перпендикулярны друг другу. Электромагнитом создаётся статическое магнитное поле, пронизывающее резонатор и исследуемую плёнку. Напряженность статического магнитного поля регулировалась в диапазоне 500÷7000 Э. Для регулировки статического поля использовался блок управления развёрткой (5). Через блок управления развёрткой устанавливалась скорость возрастания напряжённости статического магнитного поля электромагнита (от 0.5 до 2000 Э/мин). В радиоспектрометре РЭ 1306 применяется модуляция переменным низкочастотным магнитным полем (6) для улучшения соотношения «выходной сигнал/шум». Поэтому выходными данными спектрометра является производная поглощения электромагнитной мощности плёнкой в резонаторе от изменения статического магнитного поля.

При наступлении условий ферромагнитного резонанса образцом поглощается мощность СВЧ поля, измеряемая детектором (7). Система детектирования, усиления и модуляции принимает, усиливает и регистрирует сигнал.

Измерение ФМР характеристик плёнок при температурах жидкого азота (77,35 К) происходит, когда плёнка, помещена в поток парообразного азота. Для этих целей небольшой кварцевый сосуд помещается в резонатор в котором находится закреплённая на пластинке плёнка. В сосуд подаётся жидкий азот, который превращается в пар и охлаждает плёнку.

## **2.5. Выводы ко второй главе**

Во второй главе описаны использованные методы и техника для исследования композитных и многослойных плёнок. На микроскопах TESCAN Mira 3 с детектором Oxford INCAx-act и Jeol JSM-6400 были определены составы и толщины композитных и многослойных плёнок. Для многослойных плёнок были определены средние толщины слоёв. Собрана линия для исследования СВЧ

удельного сопротивления композитных плёнок. Разработана установка и приведена методика, позволяющие определять спектры удельного модуля импеданса плёнок в диапазоне до 3.0 ГГц во внешнем статическом магнитном поле величиной до 7.0 кЭ и направленном в плоскости плёнки, коллинеарно распространению тока. Предложена методика и техника для исследования СВЧ сопротивления композитных плёнок в постоянном магнитном поле.

### Глава 3. Структуры композитных плёнок

#### 3.1. Методика получения изображений магнитно-фазового контраста

Получение изображений микро- и наноструктур поверхностей плёнок осуществлялось атомно-силовой микроскопией (АСМ) микроскопом Интегра Prima в двух режимах: контактном и полуконтактном. Первый режим необходим для получения изображений рельефа. Во втором режиме зондовый датчик движется по траектории, определённой после первого режима, но находясь на фиксированной дистанции от поверхности (рисунок 3.1).

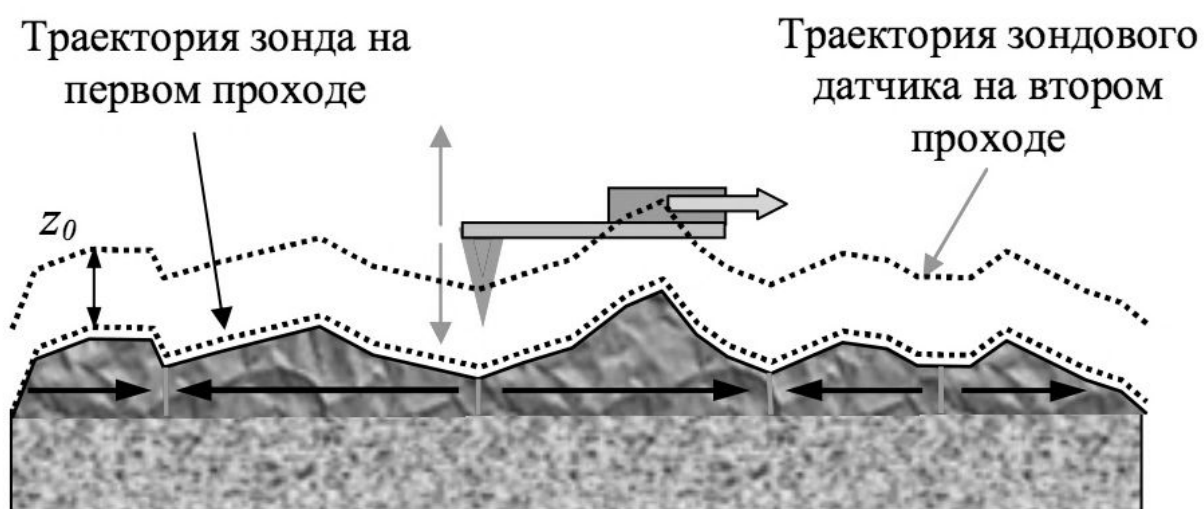


Рисунок 3.1. Двух контактная методика регистрации магнитно-силовой микроскопией (МСМ) изображений

Получение изображений АСМ и МСМ осуществлялись в комнатных условиях. В качестве кантилевера использовался MFM10 (NT-MDT). Пьезовибратором генерировались колебания кантилевера для повышения чувствительности и качества изображения. Использовались частоты 47–90 kHz вблизи частоты резонанса кантилевера. Для получения магнитной структуры использовался силиконовый зонд со слоем CoCr, толщиной 40 нм. Радиус кончика зонда — около 30 нм. Минимальный диаметр объектов, которые фиксировал

микроскоп составлял 10–15 нм. Подробное описание получения изображения структур методами АСМ и МСМ приведено в работе [123]. По изменению фазы относительно частоты собственных колебаний зонда определялись сила и направление воздействия магнитной структуры. Измеренное изменение магнитной структуры на поверхности плёнок представлялось на изображении в виде смены яркости цвета. По полученным изображениям определялись геометрические параметры магнитных структур: размеры и форма.

После получения магнитного-фазового контраста (МФК) поверхностей анализировались микро- и наноманитные проводящие области на поверхности композитных плёнок серии А, В, С, D и Е.

### **3.2. Особенности распределения микро- и нанопроводящих областей в плёнках $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$**

Характер изменения микро- и нанопроводящих магнитных областей в плёнках  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  с ростом доли проводящей магнитной фазы от 0.28 до 0.62 представлены на изображениях МФК, запечатлённые на рисунке 3.2. Увеличение доли проводящей магнитной фазы в плёнках от  $x=0.28$  до  $x=0.62$  приводит к существенной трансформации распределения магнитных проводящих областей на поверхности. В плёнках с долей проводящей магнитной фазы от 0.28 до 0.43 проводящие магнитные частицы разбросаны хаотично в непроводящей фазе [66]. Диаметр проводящих магнитных частиц с ростом доли проводящей магнитной фазы возрастает нелинейно с 20 до 50 нм [66]. Дистанция, разделяющая частицы, сокращается от 200 до 50 нм. Из-за процессов самоорганизации начинают зарождаться области, в которых плотность магнитных частиц выше, чем в других областях в 2–3 раза. В плёнках с долей проводящей магнитной фазы, равной 0.40, такие области имеют площади, достигающие условных диаметров, равных половине микрометра. Дистанция между проводящими магнитными частицами в этих областях порядка их диаметра. Росту доли областей с уплотнёнными проводящими магнитными частицами способствует рост доли проводящей

магнитной фазы. Также это приводит к зарождению областей, обладающих вытянутыми формами. При росте доли проводящей магнитной фазы от 0.28 до 0.45 происходит рост размеров проводящих магнитных областей в два-три раза. Расстояние, разделяющее проводящие магнитные области, порядка трёх-четырёх сотен нанометров. На изображениях можно наблюдать области повышенной плотности проводящих магнитных частиц с формой вытянутой преимущественно вдоль одного направления. При дальнейшем увеличении доли проводящей магнитной фазы до 0.48 на поверхности плёнки возникают области уплотнения проводящих магнитных частиц в форме нитей. При доле проводящей магнитной фазы от 0.43 до 0.48 трансформация структуры приводит к смене механизма проводимости электрического тока в них. Происходят нанозамыкания вытянутых нитей вдоль всей длины плёнок. Проводящие магнитные нити распределены параллельно с зазором около трёхсот нанометров. Нити могут вытягиваться в длину до единиц микрометров. Рост доли проводящей магнитной фазы до 0.51 приводит к росту размеров замыкающих нити контактов от десятков нанометров до сотен. В результате на поверхности возникает переплетённая сеть проводящих каналов.

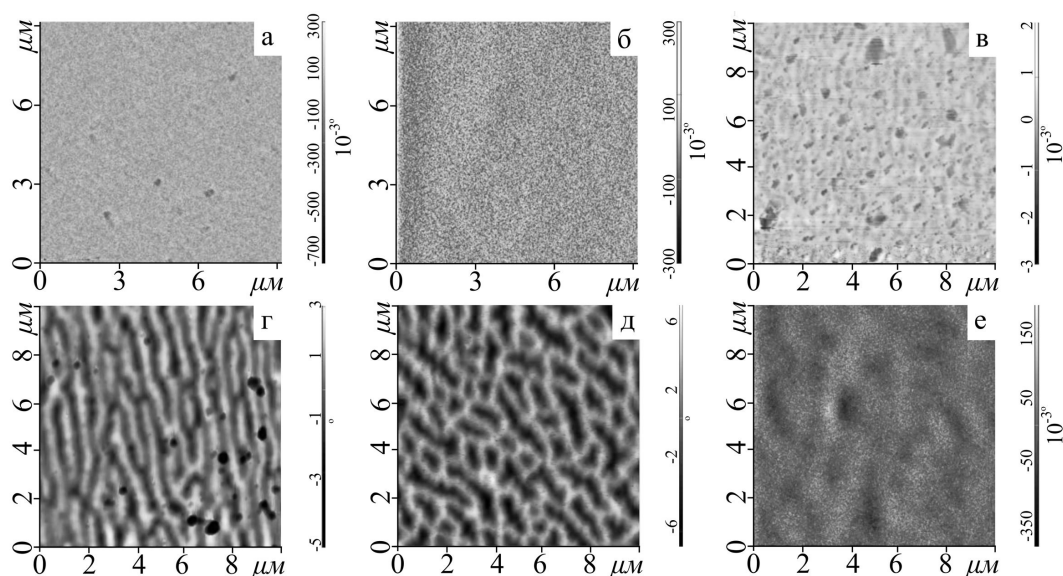


Рисунок 3.2. Изображения МФК плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  при доле проводящей магнитной фазы: а — 0.28; б — 0.43; в — 0.45; г — 0.48; д — 0.51; е — 0.62 [A3]

При доле проводящей магнитной фазы 0.53 и выше контраст магнитного изображения более однороден. Поскольку градиент магнитных полей в непроводящих областях значительно меньше, чем для меньшего содержания проводящей магнитной фазы в плёнках. Доля немагнитных непроводящих частиц сокращается и окружена источниками магнитных полей, которые скрывают их от зонда микроскопа. При росте доли проводящей магнитной фазы в плёнках до 0.62 переплетённые магнитные проводящие области расширяются в диаметре в два-три раза. В результате наблюдается трансформация переплетённой сети в проводящую магнитную фазу с областями с противоположными векторами намагниченности. Т.е. на поверхности формируются магнитные домены, которые скрывают непроводящие области. У плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  с долей проводящей металлической фазы более 0.62 структура стремится к структуре сплошной проводящей магнитной однородной плёнки с малой долей хаотически распределённых немагнитных частиц.

### 3.3. Структура композитных плёнок $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$

Изменение проводящих магнитных структур поверхности от доли проводящей магнитной фазы в композитных плёнках  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  приведены на рисунке 3.3. Хаотично распределённая гранулированная структура с малой дисперсией размеров гранул, не превышающих 60 нм, зафиксирована для плёнок в окрестности концентраций проводящей магнитной фазы менее или равной 0.38 (рисунок 3.3а). Повышение доли проводящей магнитной фазы до 0.46 (рисунок 3.3б), усиливает контрастность изображений МФК за счёт роста размеров проводящих магнитных скоплений, состоящих из распределённых в них проводящих магнитных гранул в непроводящей фазе. Поэтому в сформированной структуре можно выделить пару проводящих магнитных образований - это проводящие магнитные гранулы со средними размерами порядка 50 нм и сформированные ими проводящих магнитных скоплений с размерами от 0.2 мкм

до 0.5 мкм в форме диска окружающие непроводящие частицы. Методом МСМ выявлена магнитная сетчатая структура. Возникновение сетчатой проводящей магнитной структуры плёнок возникает в окрестности доли проводящей магнитной фазы более или равной 0.54. Проводящая магнитная сетчатая структура в этих плёнках показана на рисунке 3.3 в,г,д,е. Границы фаз выделяются чётче, чем для меньших концентраций металла. Сетчатая проводящая магнитная структура окружает островки средней площадью 150-250 нм. Островки в сетчатой структуре являются крупные непроводящие образования, окружённые проводящим магнитным волокном. Повышение доли проводящей магнитной фазы до 0.62 приводит к росту диаметра проводящих магнитных волокон и выдавливанию непроводящих гранул в скопления. В результате средняя площадь непроводящих островков не уменьшается, но сокращается их число на единицу поверхности. При увеличении доли проводящей магнитной фазы до 0.78 (рисунок 3.3е) взаимодействие проводящих магнитных и непроводящих областей с зондом максимальна. Сетчатая структура сохраняется, но становится более контрастной.

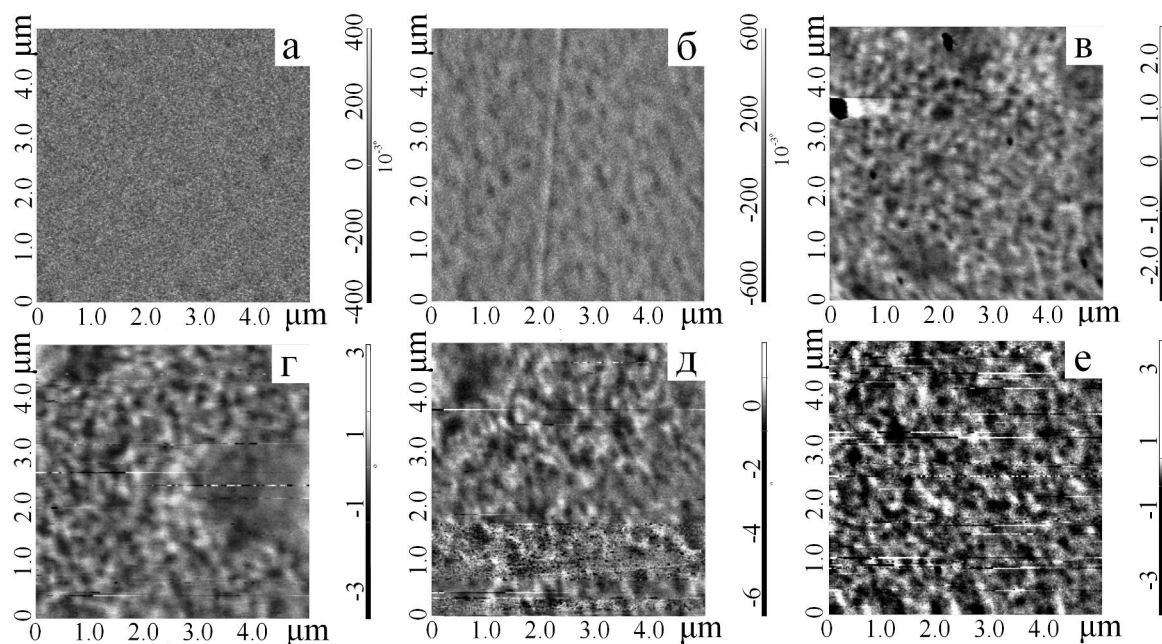


Рисунок 3.3. Изображение МФК плёнок  $(\text{Co}_{0.86}+\text{Nb}_{0.12}+\text{Ta}_{0.02})_x+(\text{SiO}_2)_{(1-x)}$  при  $x$ : а — 0.38; б — 0.46; в — 0.54; г — 0.60; д — 0.62; е — 0.78

Получены изображения МФК плёнок после проведённой термической обработки. Термическая обработка осуществлялась на воздухе в диапазоне температур от комнатной температуры до 527 Цельсий с шагом 50 градусов по сорок минут на шаг. МФК показывают существенные структурные изменения плёнок  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  после термической обработки (рисунок 3.4). Для плёнок с долей проводящей магнитной фазы менее 0.38 отдельные проводящие магнитные гранулы, разделённые непроводящей фазой, объединились в проводящие магнитные островки с средними размерами порядка 450-500 нм в диаметре. При доле проводящей магнитной фазы от 0.38 до 0.62 на поверхности можно наблюдать проводящие магнитные области в форме геометрических фигур, что может говорить о кристаллизации плёнки. Размеры проводящих магнитных и непроводящих структур уменьшаются с ростом доли проводящей магнитной фазы, переходя в островковую структуру с размерами порядка 100-150 нм при доле проводящей магнитной фазы от 0.62 до 0.78.

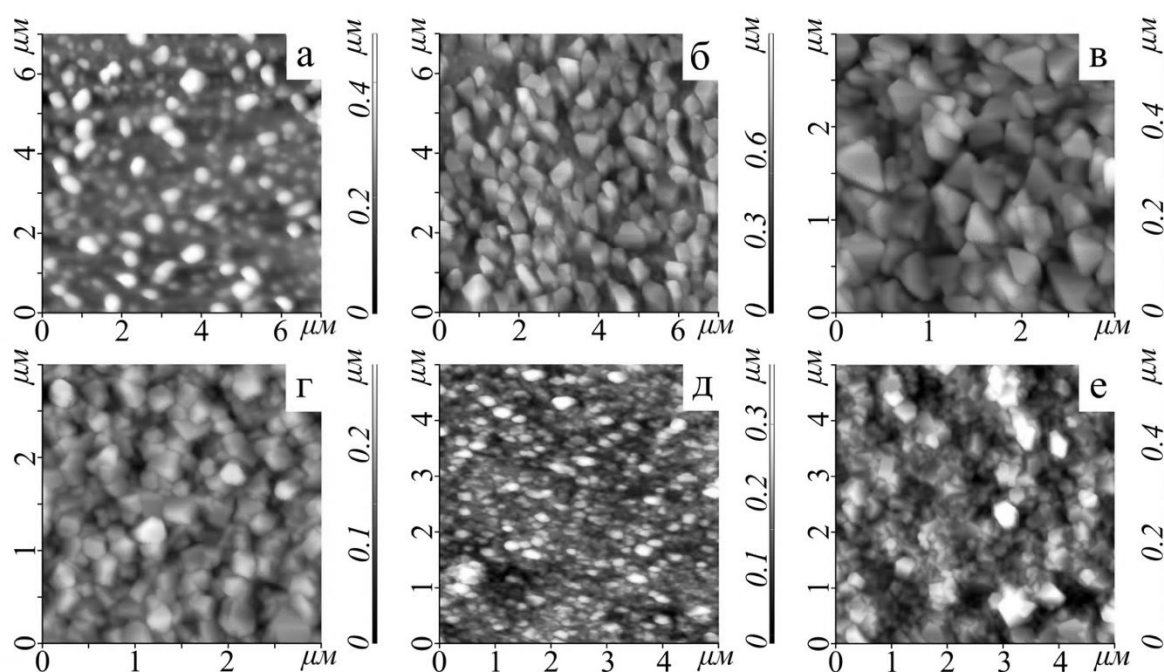


Рисунок 3.4. АСМ изображения топологии поверхности плёнок  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  после отжига в воздушной атмосфере при температуре отжига 800 К, с концентрациями  $x$ : а-0.30, б-0.38, в-0.46, г-0.54, д-0.62, е-0.78

### 3.4. Структура композитных плёнок $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$ и $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$

Из изображения МФК (рисунок 3.5 а)  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$  видно, что при  $x= 0.28$  в плёнках сформированы металлические образования, имеющие форму полос в матрице углерода. Ширина полосы составляет порядка 1 мкм, а длина может превышать 10 мкм. Полосы расположены параллельно относительно друг друга. При  $x= 0.41$  (рисунок 3.5 б) видно, что плотность металлических магнитных полос возрастает с ростом  $x$ . Металлические полосы разделены углеродными полосами. При  $x= 0.50$  полосовая магнитная структура пропадает, на поверхности наблюдаются магнитные гранулы с разным направлением намагниченности (рисунок 3.5. в).

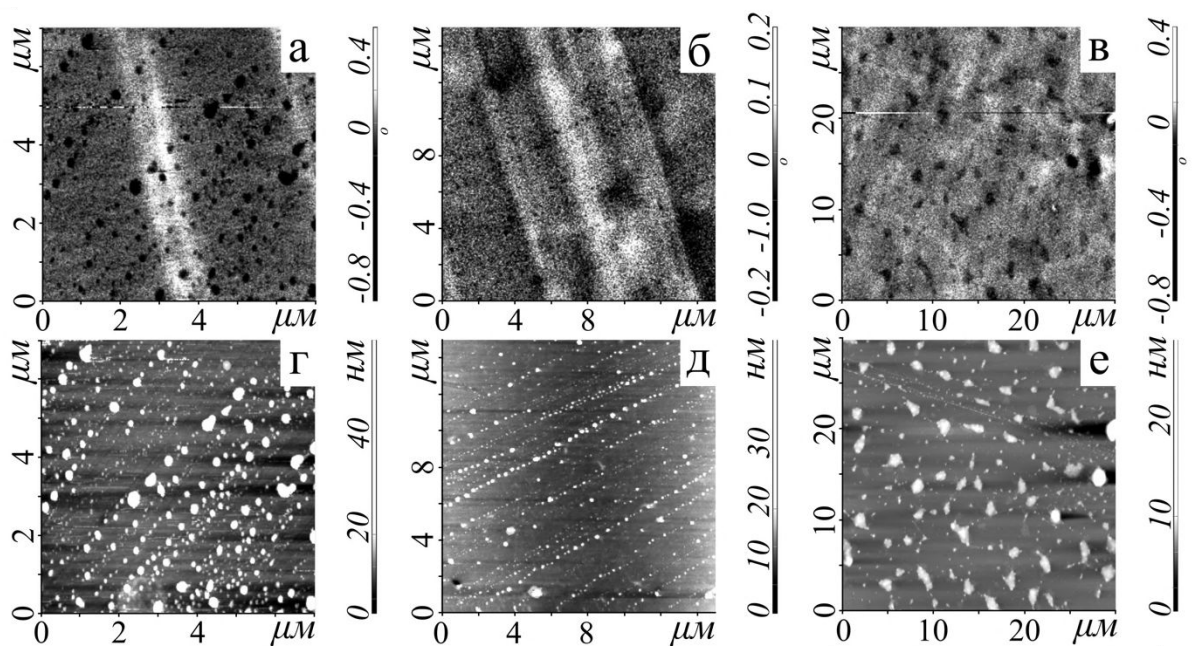


Рисунок 3.5. – Изображения МСМ - верхняя строка и АСМ - нижняя строка плёнок состава  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$ , где  $x$ : а,г-0.28, б,д-0.41, в,е-0.50

Из АСМ изображений рельефа при  $x=0.28$  (рисунок 3.5 г) видно на поверхности острова, имеющие форму кругов радиусом до 150 нм. Острова распределены по прямым линиям, почти перпендикулярным магнитным

металлическим образованиям. При  $x=0.41$  (рисунок 3.5. д) видно, что неоднородности на поверхности в виде островов сохраняются и преимущественно распределены вдоль полос, перпендикулярных магнитным и углеродным полосам, наблюдаемым из изображений МФК. При  $x=0.50$  неоднородности на поверхности не распределены вдоль направлений и разделяются на группы с диаметром до нескольких микрометров и диаметрами порядка сотни нанометров.

Для композитных плёнок D серии после порога перколяции наблюдаются магнитные гранулы разных размеров хаотично распределённые по поверхности плёнки  $x$  (рисунок 3.6). С ростом концентрации металла растёт дисперсия по форме и размерам магнитных частиц.

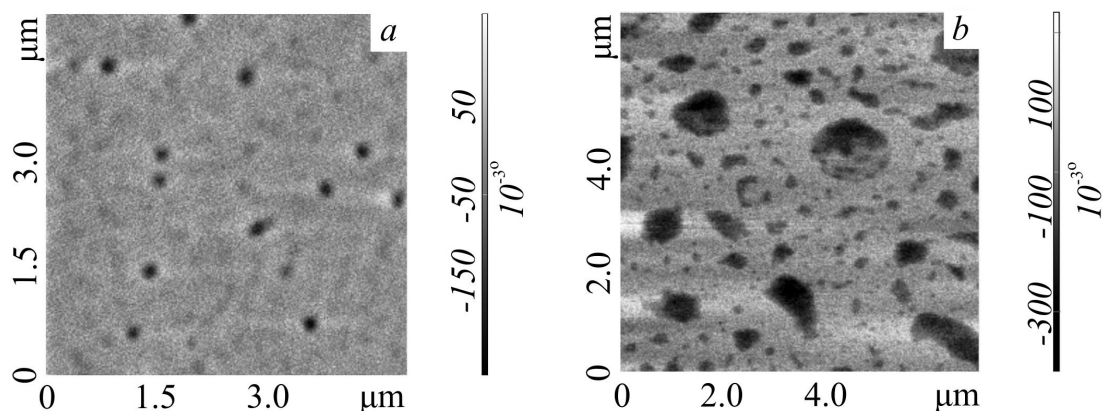


Рисунок 3.6. Изображения МСМ композитных плёнок  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  серии D, где  $x$ : а-0.47, б-0.52 [A8]

Для композитных плёнок E серии после порога перколяции наблюдается ярко выраженная полосовая магнитная структура с противоположными направлениями вектора намагниченности соседних полос. Диэлектрические гранулы хаотично распределены в полосовых доменах. При  $x=0.48$  длина доменов может быть более 4 мкм, средняя ширина — 0.14 мкм (рисунок 3.7). Начиная с  $x \approx 0.56$  полосовая магнитная структура разрушается и возникают крупные магнито-металлические области с размерами порядка нескольких мкм с противоположными направлениями вектора намагниченности.

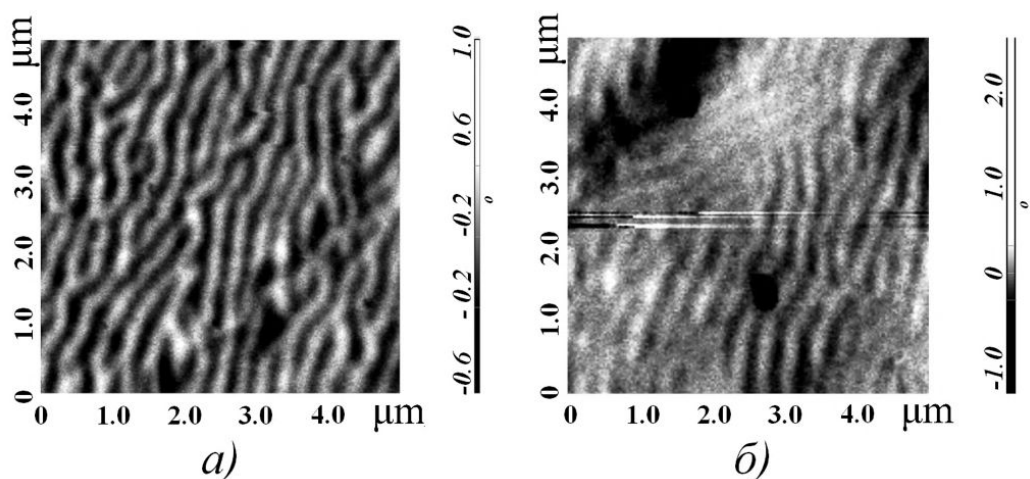


Рисунок 3.7. Изображения МСМ композитных плёнок  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}V_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$ , где а-0.48, б-0.56 [А6]

### 3.5. Выводы к третьей главе

Исследованы проводящие магнитные структуры гранулированных композитных металл-диэлектрических плёнок составов  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  (где  $x \sim 0.25 \div 0.66$ ),  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  (где  $x \sim 0.14 \div 0.86$ ) Определены характерные изменения микро- и наноструктуры композитных плёнок для различных концентраций магнитного металлического сплава. На МФК изображениях плёнок наблюдается перколяция приводящий к смене механизма проводимости электрического тока.

Для композитных плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  диапазон долей проводящей магнитной фазы, в которой происходит смена механизма проводимости электрического тока, выявлен в интервале от 0.40 до 0.45. Повышение доли проводящей магнитной фазы приводит к существенной трансформации проводящих магнитных структур. При дальнейшем увеличении доли проводящей магнитной фазы в плёнках формируются проводящие магнитные структуры из нитей и сеток. Получены АСМ изображения топологии поверхности плёнок до и после термической обработки. До термической обработки на поверхности не наблюдаются проводящие магнитные и непроводящие структуры с

чёткими границами с формами геометрических фигур типа пирамид или призм. В результате термической обработки происходит трансформация гранул и формирование образований с чёткими границами и формами пирамид или призм.

Исследование проводящем магнитной структуры плёнок  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  (где  $x \sim 0.14 \div 0.86$ ) показало перколяцию, приводящую к смене механизма протекания электрического тока. Проводящая магнитная доменная структура возникает при доле проводящей магнитной фазы более 0.47. При доле проводящей магнитной фазы вблизи вблизи перколяции наблюдается сетчатая проводящая магнитная структур. Рост доли проводящей магнитной фазы до 0.72 не приводит к разрушению сетчатой структуры. После термической обработки в близи перколяции происходит объединение мелких магнитных гранул в крупные структуры, состоящие из многогранников.

На изображениях МСМ плёнок  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}V_{0.6})_x+C_{1-x}\}$  (где  $x \sim 0.32 \div 0.86$ ), зафиксировано формирование полосовой магнитной структуры при относительно малых концентарциях металла  $x = 0.28$ . Рост концентрации металла  $x$  до 0.41 не приводит к изменению магнитной структуры, но повышается плотность магнитной полосовой структуры. Из АСМ изображений замечено, что для плёнок с концентрацией до  $x=0.41$  на поверхностях сформированы вытянутые неоднородности до 30 нм с основанием в форме круга, распределённые по прямым линиям, которые перпендикулярны магнитной полосовой стркутре. Рост концентрации металла  $x > 0.41$  приводит к изменению полосовой магнитной структуры к сетчатой магнитной структуре. Неоднородности на поверхности теряют полосовое распределение и становятся хаотично распределёнными.

На изображения МСМ плёнок  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}V_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  D и E серии наблюдается принципиальное отличие магнитной структуры. В плёнках D серии на поверхности плёнки наблюдаются магнитные гранулы, а на плёнках серии E наблюдается полосовая доменная структура.

## Глава 4. Характеристики ферромагнитного резонанса плёнок

### 4.1. Ферромагнитные характеристики плёнок: металл-диэлектрик и металл-углерод

Проведено исследование влияния структурных характеристик, проводимости и ферромагнитных резонансных характеристик плёнок. На рисунке 4.1 показаны зависимость скорости изменения поглощаемой мощности  $P$  электромагнитной энергии композитными плёнками от изменения внешнего магнитного поля для композитных плёнок составов:  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$ , и  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$ . Как известно, зависимости изменения поглощаемой мощности  $P$  электромагнитной энергии композитными плёнками от изменения внешнего магнитного поля с одним пиком поглощения характеризуются двумя экстремальными значениями с противоположными знаками. Для плёнок проводник-диэлектрик  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  серии D наблюдается один пик или сигнал поглощения мощности электромагнитной энергии композитными плёнками. Для плёнок проводник-углерод  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$  серии С наблюдаются два пика поглощения мощности электромагнитной энергии композитными плёнками при доле магнитного сплава от 0.34 и выше. Наличие двух пиков поглощения мощности электромагнитной энергии плёнками с углеродом возникает из-за способности образовывать соединения с углеродом кобальта и железа. В результате в плёнках могут быть две магнитные фазы с разными намагниченностями. На значительное уменьшение ширины линии ФМР плёнок с углеродом исходя из изображений МФК (рисунок 3.5) могут влиять магнитные полосы, формируемые магнитными частицами и относительно диэлектрика высокая проводимость углерода, через который происходит интенсивный спиновый обмен.

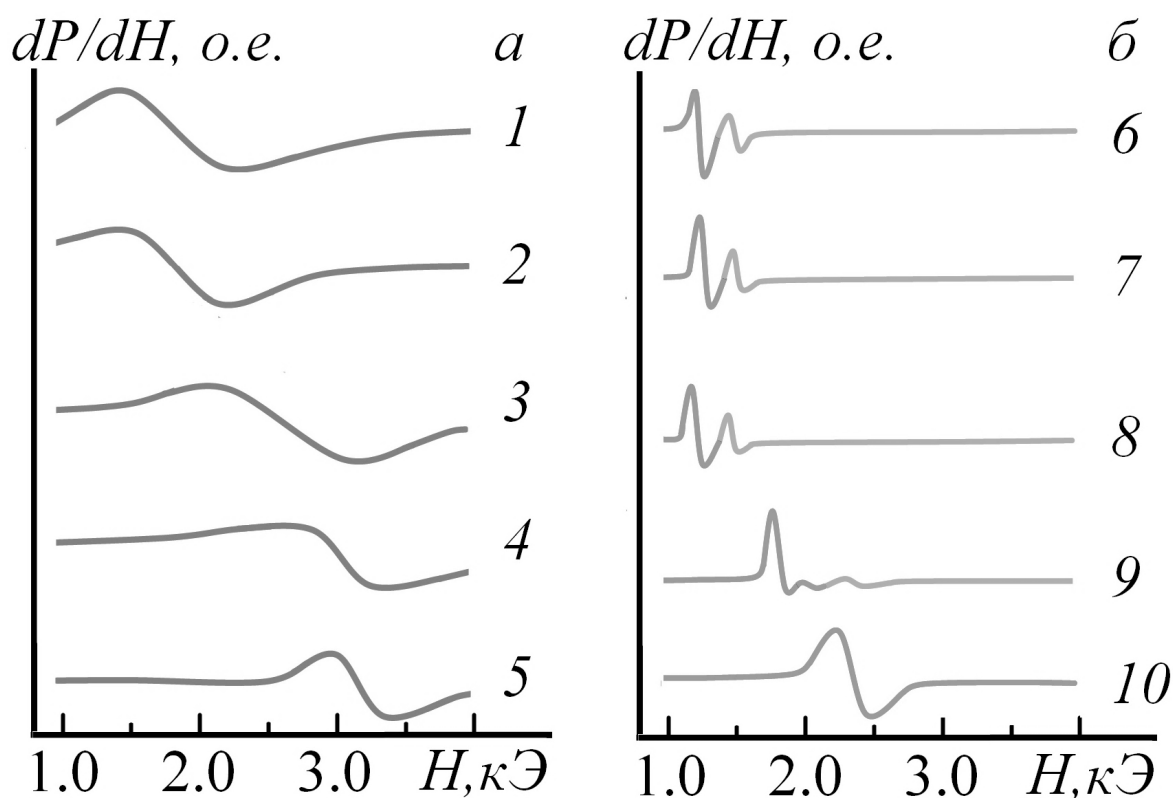


Рисунок 4.1. Зависимости скорости изменения поглощаемой мощности  $P$  от изменения внешнего магнитного поля для плёнок составов:  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$ , (а) и  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$  (б), где доля содержания магнитной фазы в плёнках: 1- 0.53; 2-0.50; 3-0.43; 4-0.35; 5-0,23; 6- 0.54; 7-0.47; 8-0.41; 9-0.34;10-0.28 [A1]

На рисунке 4.2а показаны зависимости резонансных полей  $H_{res}$  от доли проводящей магнитной фазы для плёнок с оксидом кремния и для двух сигналов плёнок с углеродом. Для композитных плёнок с оксидом кремния на рисунке 4.2а наблюдается максимум резонансного поля. Для плёнок с углеродом две зависимости  $H_{res}(x)$  резонансного поля, которые постоянно убывают с ростом доли проводящей магнитной фазы, что соответствует увеличению однородности поля внутри каждой проводящей магнитной области и дальнейшему росту их размеров.

На рисунке 4.2б представлена зависимость  $\Delta H$  от доли проводящей магнитной фазы для плёнок с оксидом кремния и с углеродом. Для плёнок с оксидом кремния магнитный момент магнитных наногранул (при малой доле проводящей магнитной фазы  $x < 0.4$ ) увеличивается с ростом доли проводящей магнитной фазы из-за роста их объемов, а расстояние между проводящими

магнитными наногранулами не сокращается, что приводит к начальному росту и максимуму на зависимости  $\Delta H(x)$ . При больших долях проводящей магнитной фазы ( $>0.5$  для плёнок с оксидом кремния и  $>0.4$  для плёнок с углеродом)  $H_{\text{res}}$  и  $\Delta H$  постоянно убывают с ростом доли проводящей магнитной фазы. Меньшие значения  $\Delta H$  и  $H_{\text{res}}$  для композитных плёнок с углеродом по сравнению с плёнками с оксидом кремния связаны с относительно низким сопротивлением углерода и повышенным электронным обменом между магнитными проводящими гранулами через него.

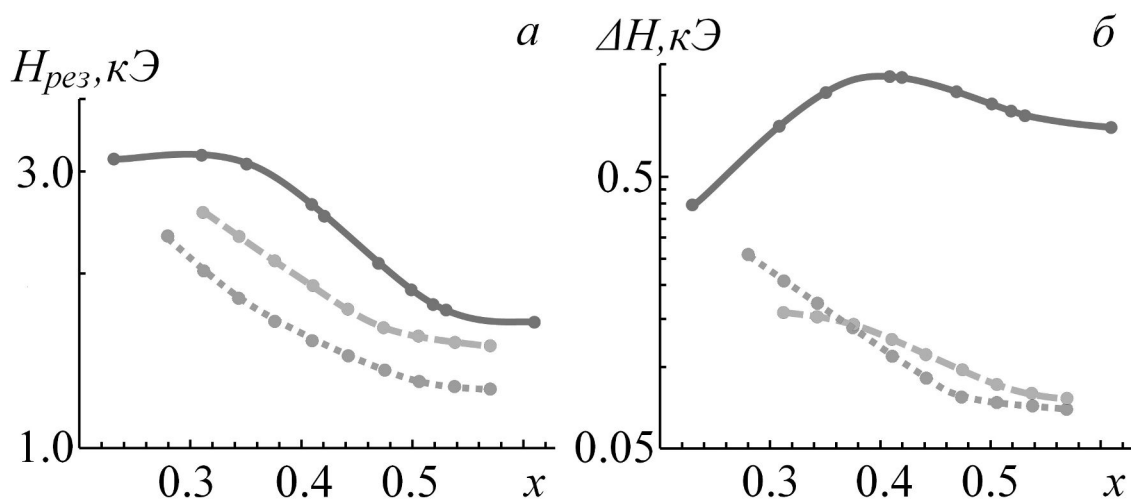


Рисунок 4.2. Зависимости резонансного поля  $H_{\text{res}}$  (а) и ширины линии поглощения ФМР  $\Delta H$  (б) от доли проводящей магнитной фазы  $x$ : сплошная линия –  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}V_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$ , пунктирная и точечная кривые соответствуют пикам поглощения при меньшем и большем внешних магнитных полях соответственно

[A1]

На рисунке 4.3 показана зависимость интенсивностей двух сигналов ФМР от доли проводящей магнитной фазы в плёнках серии С. Отношение интенсивностей сигналов поглощения определяет объёмное соотношение двух магнитных фаз в композитных плёнках с углеродом. Одна из фаз в плёнках с углеродом может совпадать с магнитной фазой, наблюдаемой в плёнках с оксидом кремния при стремлении  $x \rightarrow 1$ . Вторая фаза может быть связана с образованным углеродом

химическим соединением, и должна уменьшаться при стремлении  $x \rightarrow 1$ . Зависимость коррелирует с отношением объёмов двух магнитных фаз за счёт уменьшения углерода с ростом доли проводящей магнитной фазы.

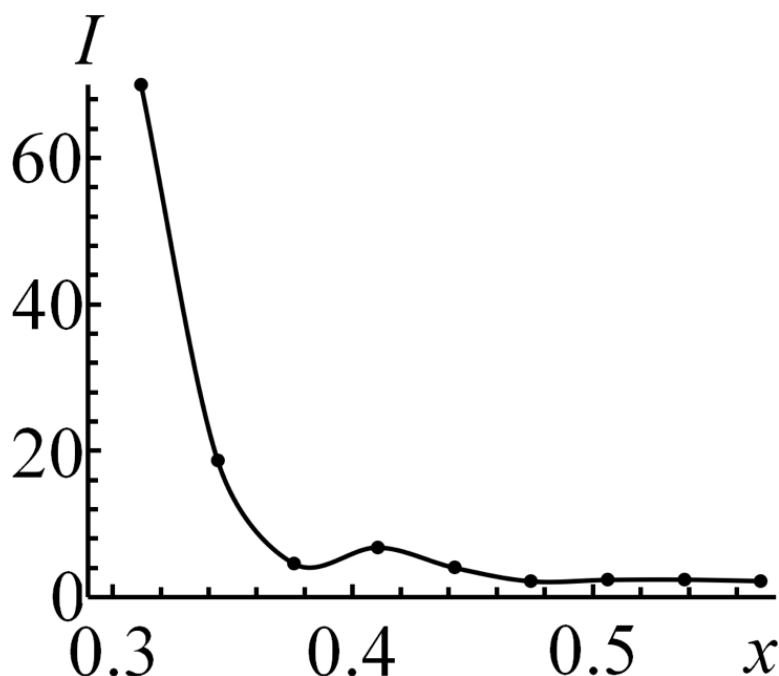


Рисунок 4.3. Зависимость отношения интенсивностей  $I$  двух мод поглощения от доли проводящей магнитной фазы в плёнках  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x + C_{1-x}\}$  [A1]

#### 4.2. Зависимости характеристик ферромагнитного резонанса от градиента концентрации

Были измерены МСМ изображения и ФМР характеристики композитных плёнок  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x + (SiO_2)_y\}$  на стекле (серия D) и на лавсане (серия E). Исследование магнитной структуры плёнок произведено методом магнито-силовой микроскопии с максимальным окном сканирования  $70 \times 70$  мкм. Из изображений МФК (рисунок 4.4) на поверхности плёнок, напыленных на лавсан, присутствует полосовая магнитная структура. Средняя длина полосы порядка 2.5 мкм, средняя ширина — 0.25 мкм. На поверхности плёнок, напыленных на стекло, отсутствует полосовая магнитная структура. Плёнки на лавсане и стекле

отличаются и распределением металлической фазы. У плёнок на лавсане распределение металлической фазы более однородно, а у плёнок на стекле большее значение градиента концентраций металла.

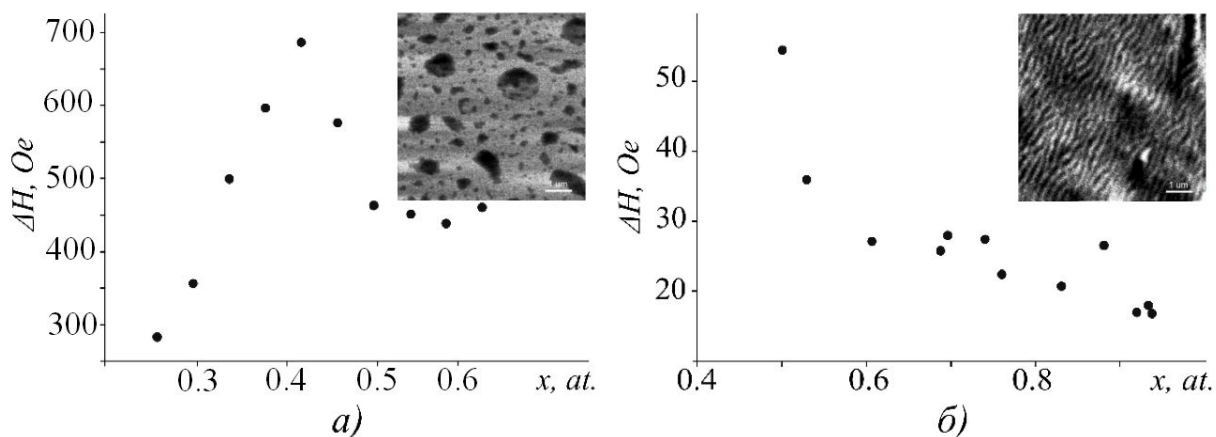


Рисунок 4.4. Ширина линии ФМР композитных плёнок серий: D (а) и E (б) [A8]

Особенности магнитных структур, наблюдаемых на изображения МФК отображается и на спектрах ФМР. Рисунок 4.4 демонстрирует изменение ширины линии ФМР при росте атомной доли металлической фазы в плёнках, напылённых на стекло и лавсан. Для плёнок, напылённых на стекло видно, что рост концентрации металла от  $x=0.22$  до  $x=0.42$  приводит к росту ширины линии из-за роста дисперсии форм магнитных образований и слабого обменного взаимодействия между ними. Дальнейший рост концентрации приводит к сужению линии ФМР из-за слияния магнитных образований. Для плёнок на лавсане с полосовой магнитной структурой на полученных зависимостях видно, что ширина линии ФМР на порядок меньше, чем у плёнок с отсутствием таковой структуры.

На рисунке 4.5 показаны зависимости  $H_{res}$  и сопротивления композитных плёнок  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  с подложкой на лавсане от концентрации металла. Из рисунка 4.6 по зависимостям сопротивления видно, что перколяция в композитных плёнках  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  происходит в интервале концентраций от 0.55 до 0.62. Максимальный скорость уменьшения  $H_{res}$  от  $x$  для плёнок наблюдается при перколяции.

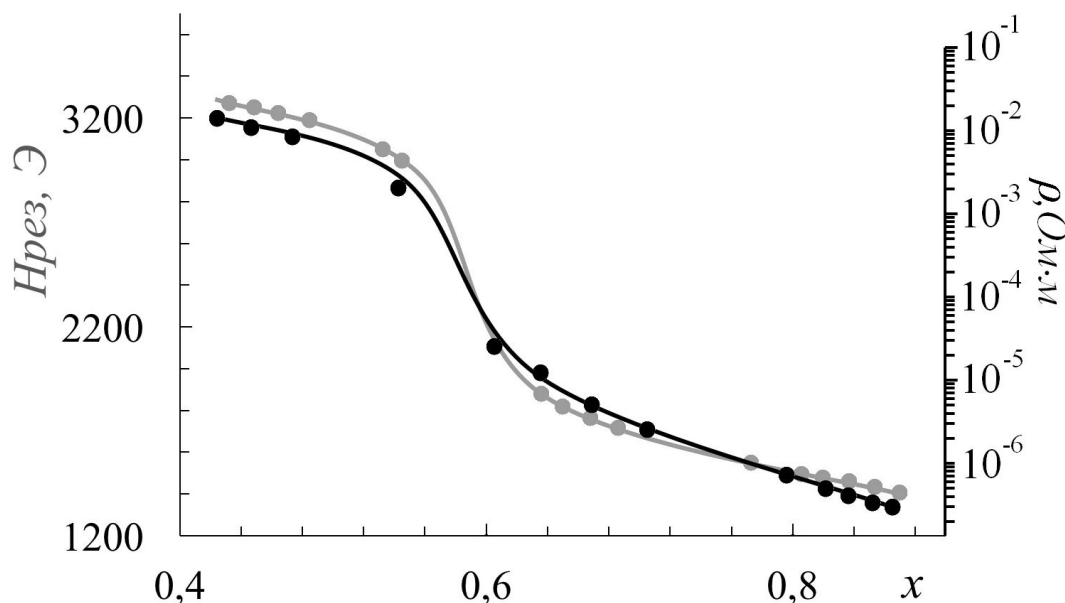


Рисунок 4.5. Зависимости  $H_{res}$  (чёрная кривая) и удельного сопротивления (серая кривая) композитных плёнок  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  с подложкой на лавсане от концентрации металла [А9]

### 4.3. Выводы к четвёртой главе

Обнаружено принципиальное различие между спектрами ФМР двух серий композитных плёнок из магнитного сплава и диэлектрика серии D и металла и углерод серии С. В углеродосодержащих плёнках методом ФМР обнаружены две магнитные фазы различного состава и структуры. Получены магнитно-резонансные характеристики исследуемых композитных плёнок.

Особенности магнитных структур наблюдаемых на изображениях МФК в композитных плёнках отображаются на поведении ФМР характеристик плёнок. Наличие полосовой магнитной структуры приводит к значительному сужению линии ФМР на 1-2 порядка. В отсутствие полосовой магнитной структуры существенный вклад в ширину линии оказывает дисперсия магнитных образований на поверхности плёнки по размерам и формам. При слиянии магнитных образований происходит сужение линии за счёт прямого обмена электронами между магнитными образованиями.

## Глава 5. Сверхвысокочастотные проводящие свойства композитных и многослойных плёнок

### 5.1. Сверхвысокочастотные спектры и концентрационные зависимости удельных импедансов плёнок

Способность проводить постоянный и СВЧ электрический ток у плёнок с магнитными металлическими наноструктурами разных форм и распределений в объёме плёнок может существенно отличаться в зависимости от состава плёнок и сформированных структур, поэтому исследование удельного модуля импеданса и структур в таких плёнках даёт возможность определить вклад особенностей структур и концентрационных факторов на удельный модуль импеданса.

Исследование зависимостей удельного модуля импеданса от доли проводящей магнитной фазы в плёнках металл-диэлектрик позволит определить для разных диапазонов частот три интервала содержания проводящей магнитной фазы: до, после и самую область резкой смены механизма проводимости. Протекание тока по проводящим каналам для разного диапазона частот может существенно различаться из-за особенностей структуры каналов. Таким образом исследования позволят расширить теорию перколяции (протекания) [77] и внести зависимость количества узлов в неоднородно проводящей структуре, по которым может протекать электрический ток, от его частоты.

Используя оборудование и методику для определения удельного модуля импеданса композитных и многослойных плёнок в СВЧ диапазоне, рассмотренные в главе 2, были получены спектры удельного модуля импеданса для разных серий композитных плёнок:  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$ ,  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$ ,  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$ ,  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$ ,  $\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y]+[\alpha-Si]\}$  56.

Спектры приведённые на рисунке 5.1. позволяют увидеть отличия в удельном импедансе исследованных плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  от доли металлического сплава и частоты.

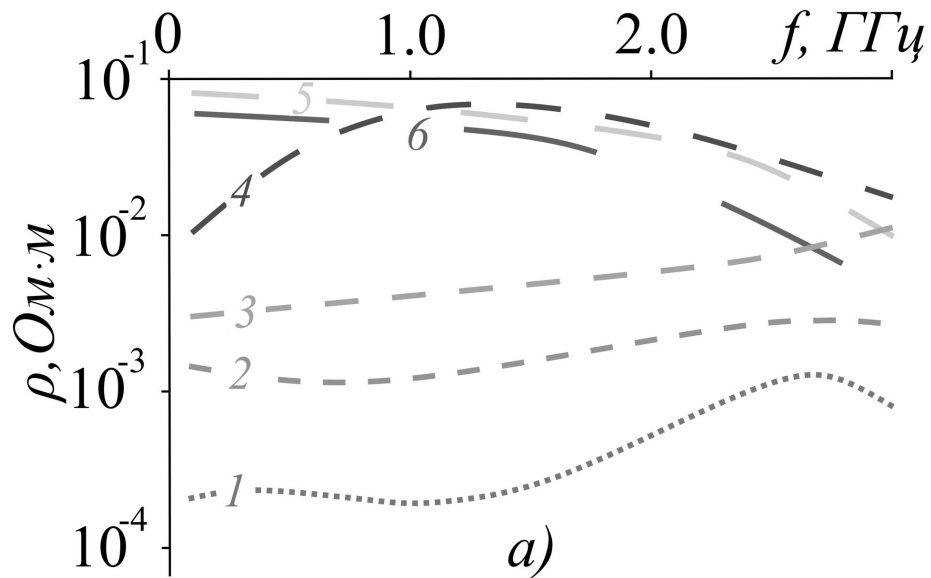


Рисунок 5.1. Спектры удельного модуля импеданса композитных плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$ , где доля проводящей магнитной фазы  $x$ : 1-0.61, 2-0.54, 3-0.51, 4-0.46, 5-0.32, 6-0.28

Для плёнок с долей проводящей магнитной фазы 0.61; 0.54; 0.51 под номерами 1, 2, 3 соответственно рисунку 5.1 наблюдается зависимость удельного модуля импеданса, присущий проводникам. Для плёнок с долей проводящей магнитной фазы 0.28 и 0.32 под номерами 6 и 5 соответственно наблюдается зависимость удельного модуля импеданса, присущая диэлектрику. Для плёнок с долей проводящей магнитной фазы 0.46 под номером 4 присущ удельный модуль импеданса проводника и диэлектрика в диапазонах частот до 1.2 ГГц и более 1.2 ГГц соответственно. Наблюдаемый по спектрам удельный модуль импеданса плёнок согласуется с изображениями МФК магнитных структур, наблюдаемых на поверхности плёнок, приведённых в главе 3 на рисунке 3.2, определяемый размерами и структурами проводящих областей, которые являются магнитными. Для плёнок в окрестности концентраций  $= 0.61$  из проводящих областей сформирована проводящая плотная сетка с непроводящими включениями, что позволяет обеспечить металлический механизм протекания тока. Для плёнок в окрестности с концентрацией  $= 0.54$  из проводящих областей сформирована замкнутая лабиринтная структура, обеспечивающая металлический механизм протекания тока, но из-за отсутствия замыкания части проводящих областей

потери тока в плёнках больше, чем для плёнок с концентрациями  $= 0.61$ . Для плёнок в окрестности концентраций  $= 0.51$  проводящая структура представляет собой нитеобразные параллельные каналы, которые хоть и обеспечивают превосходство металлического механизма протекания тока над диэлектрическим, однако поперечные проводящие каналы составляют половину плёнки, в результате потери больше. Нитеобразные и лабиринтоподобные проводящие магнитные структуры не формируются при меньших концентрациях металлического сплава. Как видно из рисунка 5.1, при уменьшении концентрации металла, начиная с  $x = 0.46$ , возникают отдельные металлические области в виде разорванных нитей, разделённые диэлектриком, которые могут иметь слабый контакт друг с другом. При этом СВЧ спектр удельного модуля импеданса обладает двумя механизмами протекания тока ( $x = 0.46$ ). При низких частотах до 1 ГГц проводимость металлическая, но поскольку контакты между разорванными нитями во многих местах отсутствуют, то ток распространяется по сложному виткообразному пути, который обладает повышенной индуктивностью относительно прямого распространения тока по плёнке. В результате рост частоты тока приводит к росту индуктивной составляющей удельного модуля импеданса плёнки и потере части тока. Когда ёмкостное сопротивление между разорванными нитями становится равным индуктивному, ток распространяется через диэлектрик к разорванным проводящим нитям как через ёмкость, поэтому вклад в модуль импеданса вносит его ёмкостная составляющая, вследствие чего с ростом частоты при  $f > 1$  ГГц в плёнках с такой структурой начинается уменьшение потерь. При концентрации  $< 0.32$ , плёнка представляет собой металлические частицы, упакованные в диэлектрик с отсутствием хороших контактов между ними (рисунок 3.2,а). Для таких структур характерна диэлектрическая проводимость с большой сопротивляемостью тока. Начиная с 2 ГГц СВЧ ток распространяется через диэлектрик в плёнке и по проводящим островкам за счёт тока смещения.

Экспериментально определённые зависимости удельного модуля импеданса плёнок состава  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$ , отображенные на рисунке 5.2.

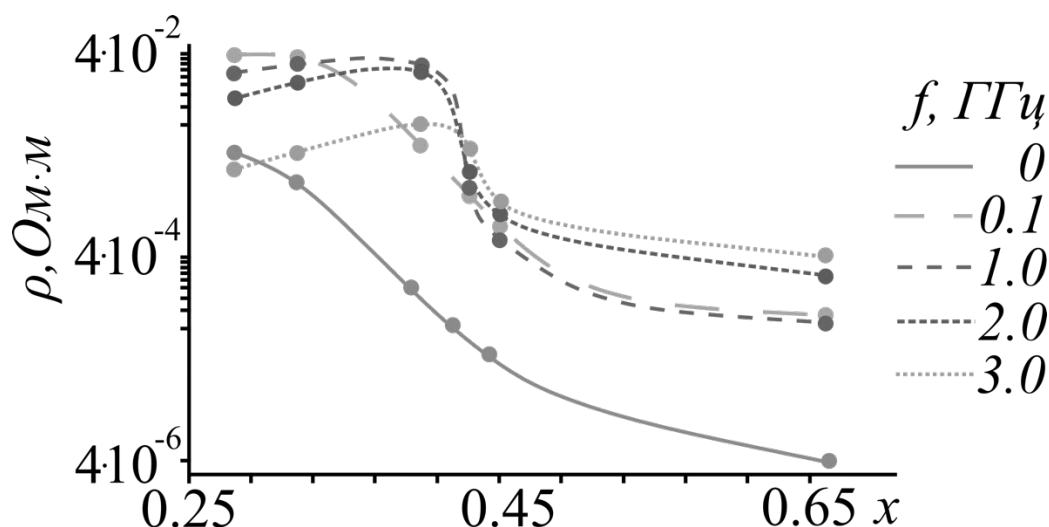


Рисунок 5.2. Зависимости удельного модуля импеданса композитных плёнок состава  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$

По зависимостям удельного модуля импеданса плёнок видно, что для тока до 0.1 ГГц, рост доли металла в плёнках способствует исключительно уменьшению удельного модуля импеданса. Спад удельного модуля импеданса на несколько порядков в узком интервале концентраций, который позволил бы найти область перколяции, не зафиксирован. СВЧ удельный модуль импеданса на порядок или два больше удельного модуля импеданса на постоянном токе, поскольку вклад в индуктивную компоненту СВЧ импеданса вносится относительно большой магнитной проницаемостью, которая находится в диапазоне 100-200 [118]. Магнитная проницаемость, помимо индуктивного реактивного сопротивления, повышает удельный модуль импеданса плёнки за счёт роста активного сопротивления в СВЧ диапазоне вследствие скин эффекта. Поведение удельного модуля импеданса в диапазоне до 0.1 ГГц повторяет поведение удельного модуля импеданса для постоянного тока. Повышение частоты до 3.0 ГГц позволяет увидеть область резкой смены механизма проводимости в узком диапазоне концентраций, определяющем область перколяции для диапазона до 3.0 ГГц. Область резкой смены механизма проводимости происходит при  $x$  от 0.41 до 0.43. Для концентраций, лежащих левее области резкой смены механизма проводимости рост частоты тока, сопровождается уменьшением удельного модуля импеданса. Изолированные в диэлектрике магнитные частицы и их образования, не имеющие

хороших контактов, не способны пропускать ток в обход диэлектрической матрицы, поэтому ток распространяется в СВЧ диапазоне за счёт входящей в удельный модуль импеданса компоненты ёмкостного реактивного сопротивления, которая сокращается с ростом частоты. После области резкой смены механизма проводимости постоянный и СВЧ ток способен течь по сложной структуре магнитных проводящих каналов, вносящих в удельный импеданс плёнки компоненту реактивного индуктивного сопротивления, которая возрастает с частотой. Для плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  зависимости СВЧ удельного модуля импеданса позволила определить область смены механизма электрической проводимости, которые связаны с магнитной проводящей структурой. Область смены механизма проводимости не смещалась с ростом частоты.

Спектры удельного модуля импеданса композитных плёнок  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  показаны на рисунок 5.3.

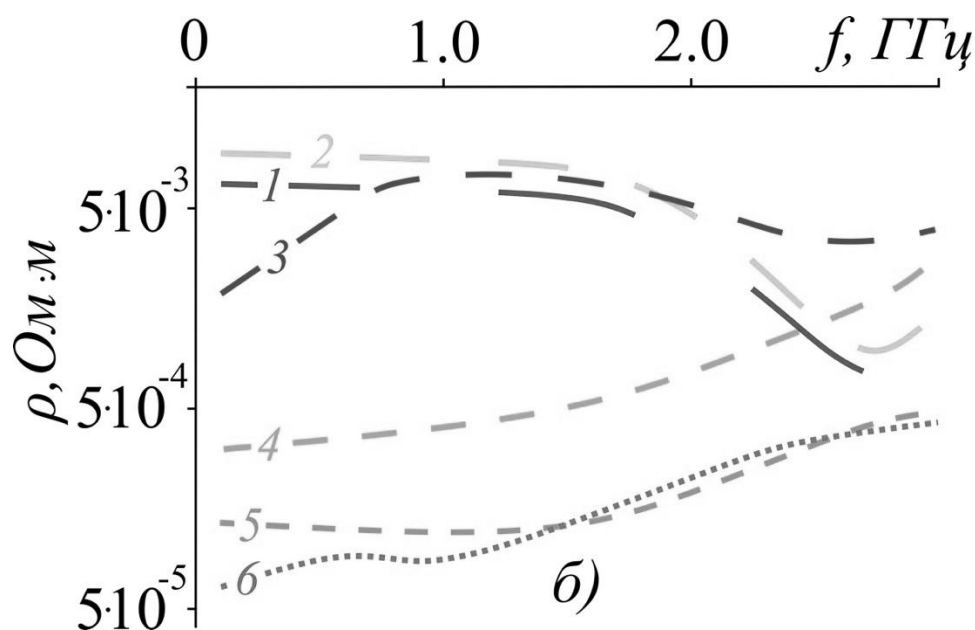


Рисунок 5.3. Спектры удельного модуля импеданса композитных плёнок  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$ , где  $x$ : 1-0.38, 2-0.46, 3-0.54, 4-0.62, 5-0.78

Определённые экспериментально спектры удельного модуля импеданса можно разделить на 3 группы по механизмам проводимости: диэлектрический механизм протекания тока, металлический механизм и двойственный механизм,

который может включать в себя как диэлектрический, так и металлический в разном диапазоне частот. При концентрациях металла в окрестности менее 0.47 плёнка заполнена диэлектриком, в котором присутствуют металлические включения. Такая структура плёнок соответствует диэлектрическому механизму протекания тока, который характеризуется электромагнитной волной распространяющейся между металлическими контактами через диэлектрик. Высокое активное сопротивление плёнки не позволяет протекать низкочастотному току, поэтому он незначительно превышает уровень шума до частот ниже 1.8 ГГц. В диапазоне частот тока от 1.8 ГГц до 2.8 ГГц реактивное сопротивление плёнки понижается, что приводит к сокращению потерь при росте частоты. Наличие проводящих магнитных образований в диэлектрике является источником рассеивания электромагнитных волн, вклад которых возрастает с уменьшением длины электромагнитной волны. Поэтому за пределами 2.8 ГГц за счёт рассеивания электромагнитной волны от проводящих магнитных гранулированных структур модуль импеданса возрастает. Для плёнок с  $x$  от 0.47 до 0.50 электромагнитная волна распространяется через плёнку, рассеиваясь на проводящих магнитных включениях в диэлектрике. Поскольку плотность проводящих магнитных включений и их размер больше для  $x$  от 0.47 до 0.50 чем для  $x=0.38$  потери связанные с рассеиванием больше, поэтому удельный модуль сопротивления плёнок возрос.

Оба механизма протекания тока можно обнаружить за счёт трансформации микро- и наноструктуры (рисунок 3.3 б, рисунок 5.3 кривая 2). Для доли проводящей магнитной фазы в окрестности 0.54 удельный модуль импеданса в диапазоне частот до 2.0 ГГц меньше, чем для плёнок с меньшим содержанием проводящих магнитных частиц или областей. Ток может распространяться по проводящим магнитным образованиям, но их индуктивное реактивное сопротивление увеличивает удельный модуль импеданса с ростом частоты до 1 ГГц. Для частот 1.0 ГГц происходит смена механизма протекания тока в плёнках при  $x=0.54$ . Ток распространяется по диэлектрику, как для меньших концентраций проводящей магнитной фазы, но из-за большей концентрации проводящих неоднородностей в плёнках рассеивание в них выше и удельный модуль импеданса

больше. Для плёнок с большими  $x > 0.54$  и металлический механизм протекания тока осуществляется по проводящим каналам. Рост удельного модуля импеданса при увеличении частоты обусловлен ростом индуктивной компоненты импеданса плёнки и роста активного сопротивления за счёт выталкивания электронов тока в относительно широких проводящих магнитных каналах к поверхности. Путь распространения как статического, так и СВЧ тока вдоль плёнки может в разы превышать длину плёнки из-за сложной магнитной проводящей структуры. Для доли проводящей магнитной фазы в окрестности выше 0.72 наблюдается более резкий рост удельного модуля импеданса с ростом частоты, чем для плёнок с концентрацией в окрестности 0.62. При частоте 1.5 ГГц происходит пересечение удельного модуля импеданса для этих концентраций. Наблюдаемое поведение спектров вызвано разницей магнитных проницаемостей проводящих магнитных каналов для рассматриваемых концентраций. У плёнок с концентрацией в окрестности 0.78 магнитная проницаемость в 2-3 раза больше, чем у плёнок с концентрацией в интервале от 0.46 до 0.62 [118]. В результате можно заключить, что спектры удельного модуля импеданса чувствительны к изменениям магнитной проницаемости и магнитной проводящей структуре.

Получены зависимости удельного модуля импеданса композитных плёнок состава  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$ , представленные на рисунке 5.4. Из рисунка 5.4 можно видеть смену механизма протекания электрического тока по резкому падению удельного модуля импеданса на порядки, что связано с образованием соединений, проводящих постоянный электрический ток вдоль всей длины плёнок. Область, в которой происходит резкое изменение механизма протекания электрического тока, претерпевает изменения с ростом частоты. Поведение удельного модуля импеданса в диапазоне частот до 3 ГГц разделяется на четыре диапазона.

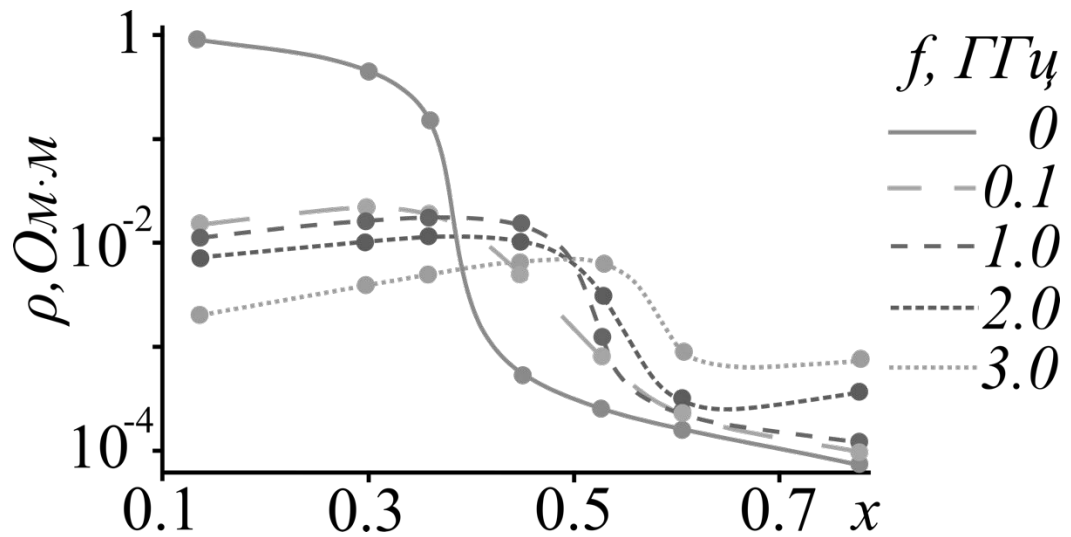


Рисунок 5.4. Зависимости удельного модуля импеданса композитных плёнок состава  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  [A11]

Плёнки при концентрациях проводящей магнитной фазы в окрестности менее 0.38 обладают относительно большим активным сопротивлением. Рост частоты сопровождается уменьшением ёмкостного реактивного сопротивления между проводящими гранулами и скоплениями, разделёнными диэлектриком и как следствие уменьшается удельный модуль импеданса композитной плёнки. Основной вклад в изменение удельного модуля импеданса плёнок вносит ёмкостное реактивное сопротивление в СВЧ диапазоне.

У плёнок с концентрациями, лежащими в интервале от 0.38 до 0.45, наблюдается относительно быстрое падение удельного модуля импеданса при постоянном токе с ростом  $x$ . В СВЧ диапазоне рост частоты приводит к уменьшению удельного модуля сопротивления. Таким образом ёмкостное реактивное сопротивление вносит вклад в полный модуль импеданса плёнок в СВЧ диапазоне. Поскольку за счёт относительно плохого контакта между проводящими гранулами и относительно большой ёмкости между ними существенная часть тока в рассматриваемом интервале концентраций может распространяться и через диэлектрическую матрицу. Известно, что для подобных композитных материалов при концентрациях у порога перколяции существенный вклад в транспортировку зарядов от гранулы к грануле вносит прыжковая проводимость электронов. Перенос заряда происходит через окружающий гранулу диэлектрик как от

оборванной химической связи к другой так и от границ раздела диэлектрик—гранула. Рост концентрации металлических частиц в диэлектрике к порогу протекания приводит к возрастанию прыжковой проводимости. Также заряды по отдельным проводящим каналам могут осуществлять туннелирование между гранулами, не цепляясь на оборванных связях, а меняя свою энергию за счёт взаимодействия с фононами [85, 86]. Таким образом по пути протекания постоянного тока через диэлектрические барьеры распространяется ток смещения. В результате ёмкостное сопротивление оказывает вклад в удельный модуль импеданса композитных плёнок в СВЧ диапазоне. Поэтому в СВЧ диапазоне порог перколяции смещается в сторону больших концентраций металла.

При  $0.45 < x \leq 0.50$  ток преимущественно распространяется по сформированным металлическим проводящим каналам вдоль всей плёнки. Вклад ёмкостного сопротивления в СВЧ импеданс плёнки падает, вклад индуктивного сопротивления возрастает.

Участок после порога перколяции  $0.54 < x$  характеризуется относительно малым удельным модулем импеданса. В СВЧ диапазоне удельный модуль импеданса растёт вследствие роста индуктивного сопротивления композитных плёнок. При  $x=0.78$  рост индуктивного сопротивления с ростом частоты происходит быстрее в сравнении с другими плёнками вследствие роста магнитной проницаемости композитной плёнки в два – три раза. В отличие от плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$ , СВЧ удельный модуль импеданса находится в диапазоне удельного модуля импеданса на постоянном токе, поскольку магнитная проницаемость плёнок  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  на порядок меньше [118].

Были получены спектры удельного модуля импеданса плёнок, содержащих вместо диэлектрической фазы углерод состава  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+C_{1-x}\}$  приведённые на рисунке 5.5. Из полученных спектров видно, что все плёнки имеют удельный модуль импеданса меньше удельного сопротивления углерода ( $10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ ) и больше удельного сопротивления кобальта или железа ( $10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ ). В диапазоне до 1.5 ГГц удельное сопротивление падает. Падение удельного сопротивления до 1.5

ГГц может быть связано с падением ёмкостного сопротивления между скоплениями металлических гранул на поверхности плёнок, сосредоточенных в углеродной матрице, которые плотно распределились в магнитных полосовых образованиях, наблюдаемых на МСМ изображениях. Зазоры между близко расположенными, но разделёнными гранулами создаёт ёмкость и дополнительный путь для СВЧ тока. В результате сопротивление вместе с уменьшением ёмкостного сопротивления падает. Выше 1.5 ГГц удельное сопротивление возрастает. Рост удельного сопротивления связан с индуктивностью проводящих каналов, приводящей к росту индуктивного сопротивления с ростом частоты. Рост концентрации металла приводит к уменьшению удельного сопротивления проводящих каналов, в результате рост концентрации металла приводит к уменьшению удельного модуля импеданса композитных плёнок в СВЧ диапазоне.

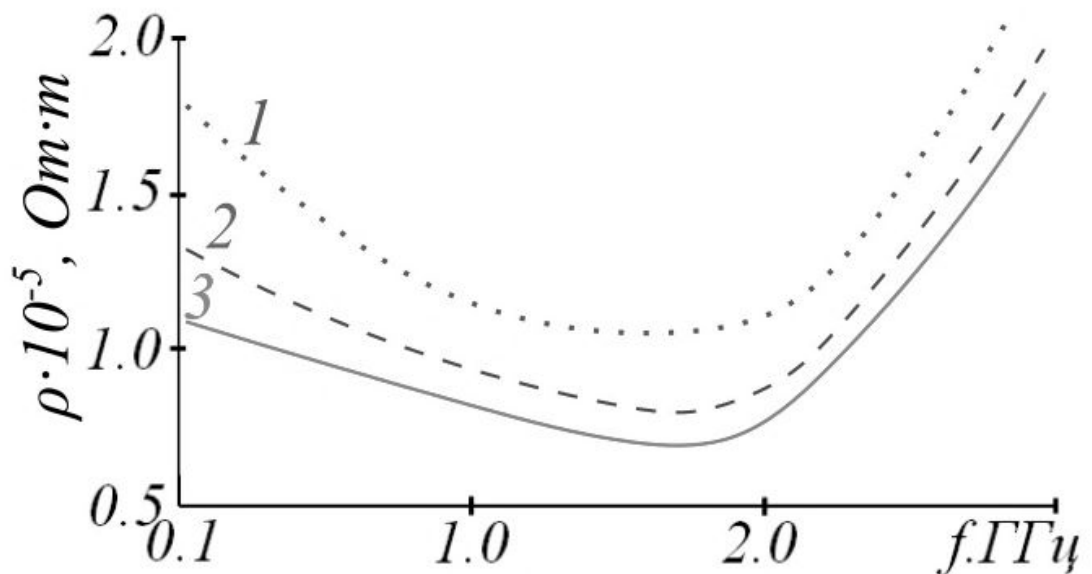


Рисунок 5.5. Спектры модуля удельного импеданса композитных плёнок  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}V_{0.6})_x + C_{1-x}\}$  где  $x$ : 1-0.28, 2-0.41, 3-0.51

Были получены спектры удельного модуля импеданса плёнок, состоящих из 56 слоёв композита и кремния следующего состава:  $\{[(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x + (SiO_2)_y] + [\alpha-Si]\}_{56}$  (рисунок 5.6). Из спектров удельного

модуля импеданса многослойных плёнок можно выделить интервал концентраций, имеющих принципиальные отличия. Для окрестности концентраций менее 0.43 (спектр 1 и 2) наблюдается диэлектрический механизм протекания тока через многослойную плёнку. В диапазоне частот до 2.0 ГГц удельный модуль импеданса стремится к 0, за счёт стремления к 0 ёмкостного реактивного сопротивления, являющегося доминирующим для данных концентраций и диапазона. В диапазоне от 2 ГГц рост удельного модуля импеданса происходит с ростом частоты за счёт возрастания индуктивного реактивного сопротивления. Частота 2.0 ГГц является локальным резонансом для плёнок с концентрациями  $x$  менее 0.44. С ростом концентрации металла до 0.43 потери увеличиваются.

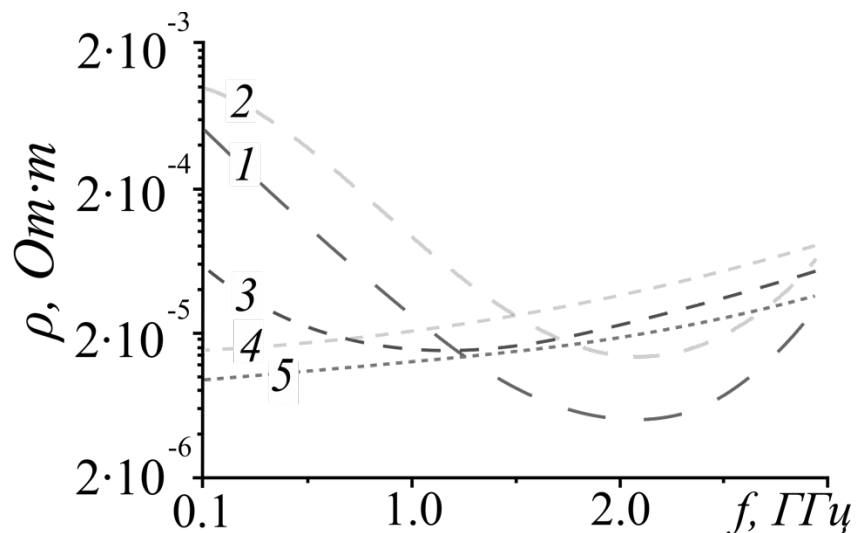


Рисунок 5.6. Спектры удельного модуля импеданса многослойных плёнок состава  $\{[(\text{Co}_{0.86}\text{Nb}_{0.12}\text{Ta}_{0.02})_x + (\text{SiO}_2)_y] + [\alpha\text{-Si}]\}_{56}$ , где  $x$ : 1-0.30; 2-0.43; 3-0.44; 4-0.49; 5-0.60

В диапазоне концентраций  $x$  от 0.43 до 0.49 наблюдается двойственный механизм протекания тока. С ростом частоты до 1.500 ГГц удельный модуль импеданса падает, за счёт уменьшения ёмкостного реактивного сопротивления плёнки. После 1.5 ГГц удельный модуль импеданса возрастает с повышением частоты за счёт роста индуктивного реактивного сопротивления. Поскольку в

композитных слоях стали образовываться проводящие каналы, частота смены доминирования вкладов в удельный модуль импеданса уменьшается с ростом концентрации металла.

В диапазоне концентраций  $x$  от 0.49 до 0.60 наблюдается металлический механизм протекания тока. Удельный модуль импеданса плёнок возрастает с ростом частоты. Рост удельного модуля импеданса обусловлен ростом индуктивного реактивного сопротивления плёнок и вытеснения тока к поверхности проводящих каналов.

Получены зависимости удельного модуля импеданса плёнок состава  $\{[(\text{Co}_{0.86}\text{Nb}_{0.12}\text{Ta}_{0.02})_x+(\text{SiO}_2)_y]+[\alpha\text{-Si}]\}_{56}$  от концентрации  $x$ , представленные на рисунок 5.7.

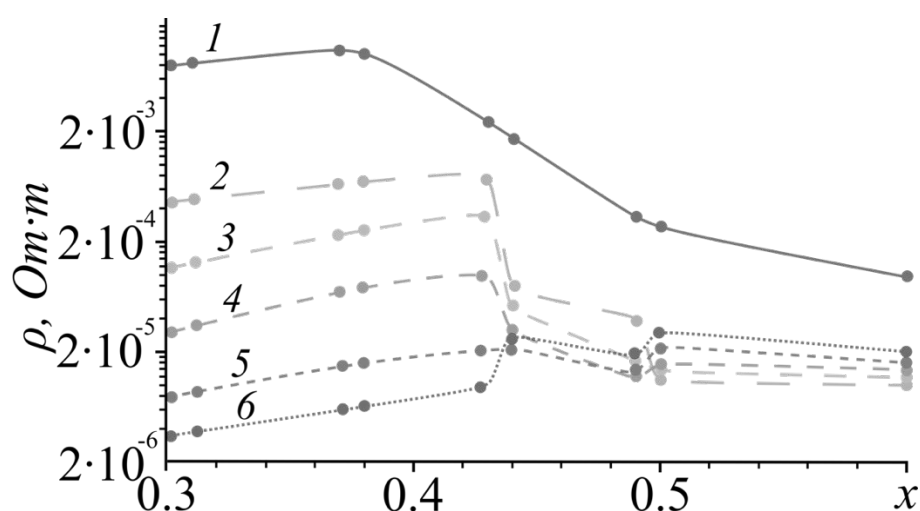


Рисунок 5.7. Зависимости удельного модуля импеданса плёнок состава  $\{[(\text{Co}_{0.86}\text{Nb}_{0.12}\text{Ta}_{0.02})_x+(\text{SiO}_2)_y]+[\alpha\text{-Si}]\}_{56}$  при частотах: 1- 0МГц, 2- 0.1 ГГц, 3-0.5 ГГц, 4-1.0 ГГц, 5-1.5 ГГц, 6-2.0 ГГц

В окрестности концентрации проводящей фазы от 0.3 до 0.43 можно наблюдать диэлектрический механизм протекания тока по многослойной плёнке. Рост частоты и доли проводящей фазы приводит к уменьшению вклада ёмкостного реактивного сопротивления для частот тока до 2.0 ГГц.

В окрестности концентраций проводящей фазы от 0.43 до 0.50 в композитных слоях, как и в однослойных плёнках того же состава, рассмотренные в главе 5,

происходит смена механизма проводимости электрического тока, в результате наблюдается резкое изменение удельного модуля импеданса в два этапа. На первом этапе при концентрациях проводящей фазы от 0.43 до 0.44 происходит трансформация структуры композитных слоёв от изолированных проводящих гранул к проводящим каналам. А в диапазоне концентраций от 0.49 до 0.50 за счёт уменьшения средней толщины полупроводниковых слоёв и проводящих контактов, зажимающих эти слои, происходит ёмкостное шунтирование композитных слоёв, в результате удельный модуль импеданса падает за счёт уменьшения реактивного ёмкостного сопротивления.

При концентрациях проводящей фазы от 0.50 до 0.60 рост частоты приводит к увеличению удельного модуля импеданса за счёт роста реактивного индуктивного сопротивления композитных слоёв.

Таким образом для плёнок состоящей из слоёв композита, разделённых полупроводниковыми слоями, эквивалентная электрическая схема для описания распространения постоянного и СВЧ тока будет состоять из цепочек эквивалентных схем используемых для композитных плёнок того же состава, которые подключены параллельно через сопротивления и ёмкости полупроводниковых слоёв, разделяющие магнитные проводящие образования в композитных плёнках.

Экспериментально определены спектры относительного удельного модуля импеданса к удельному сопротивлению для постоянного тока в компланарной линии и плёнками состава  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  на лавсане от концентрации проводящей фазы (рисунок 5.8), где  $r_f$  и  $r_0$  удельные сопротивления композитных плёнок на постоянном и переменном токе. На спектрах можно выделить три диапазона концентраций. В первом диапазоне концентраций (спектры:  $x=0.41$  и  $x=0.42$ ) плёнки обладают диэлектрической проводимостью, сопротивление плёнок для переменного тока меньше, чем для постоянного за счёт шунтирования ёмкостью между металлическими гранулами. Во втором диапазоне концентраций (спектры:  $x=0.50$ ,  $x=0.51$ ,  $x=0.61$ ) в диапазоне до 2 ГГц в плёнках сопротивление плёнок на переменном токе выше, чем для сопротивления на постоянном токе, но после 2 ГГц сопротивление ниже. Во третьем диапазоне (спектры:  $x=0.64$ , и  $x=0.71$ )

сопротивление на переменном токе выше за счёт индуктивного сопротивления проводящих каналов. Отношение сопротивлений монотонно убывает с ростом частоты, что говорит о влиянии шунтирующей ёмкости между контактами, на которую крепится плёнка в копланарной линии передач. Увеличение расстояния между контактами могло бы способствовать уменьшению влияния шунтирующей ёмкости контактов на результаты эксперимента, но привело бы к росту относительно высокого сопротивления композитных плёнок, что потребовало бы использования оборудования более высокой чувствительности.

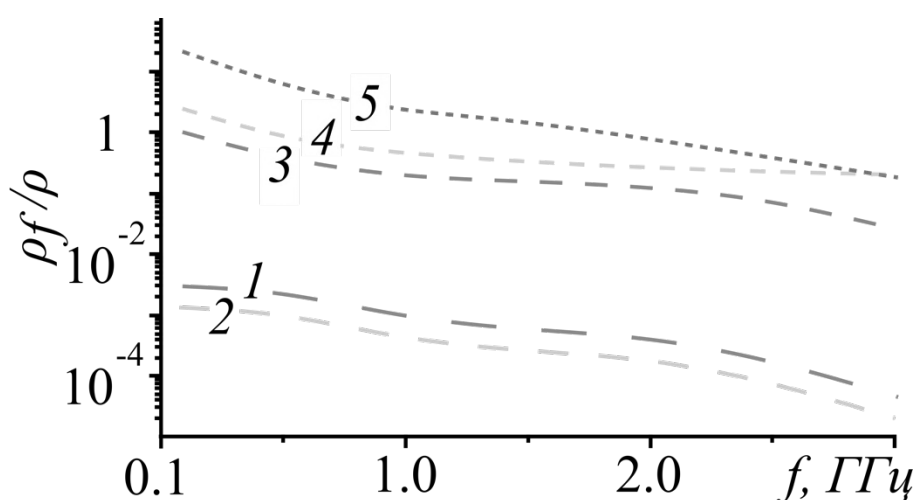


Рисунок 5.8. Спектры отношения удельного модуля импеданса при частоте  $f$  к сопротивлению на постоянном токе композитных плёнок состава  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$ , где  $x$ : 1-0.41; 2-0.42; 3-0.51; 4-0.65; 5-0.71

## 5.2. Сверхвысокочастотное магнитосопротивление композитных плёнок

Были получены спектры относительного изменения СВЧ удельного магнитосопротивления (модуля импеданса) композитных плёнок серии E  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  или величины  $M$ , где  $M$  определяется по формуле 2.5. Как видно из рисунка 5.9, в диапазоне частот от 0.2 до 3.0 ГГц наблюдается отрицательное магнитосопротивление, которое характеризуется уменьшением модуля импеданса плёнок при увеличении постоянного магнитного поля. С ростом концентрации металлического сплава  $x$  максимум отрицательного

магнитосопротивления смещается в сторону низких частот от 2.2 до 0.4 ГГц. Смещение максимума в сторону низких частот может быть связано с изменением магнитопроводящей структуры плёнок при увеличении  $x$ . Максимальное значение магнитосопротивления обнаружено при  $x=0.84$  для тока с частотой 1.3 ГГц в магнитном поле, с индукцией в 0.7 Тл. Для концентраций  $x=0.55\div 0.75$  при увеличении магнитного поля, наблюдается монотонный рост отрицательного магнитосопротивления. При концентрациях  $x=0.76\div 0.84$  отрицательное магнитосопротивление сначала увеличивается, а затем уменьшается с ростом магнитного поля, достигая локального минимума, после которого оно продолжает расти с увеличением поля. При  $x=0.85$  отрицательное магнитосопротивление сначала падает, а затем растёт при увеличении постоянного магнитного поля.

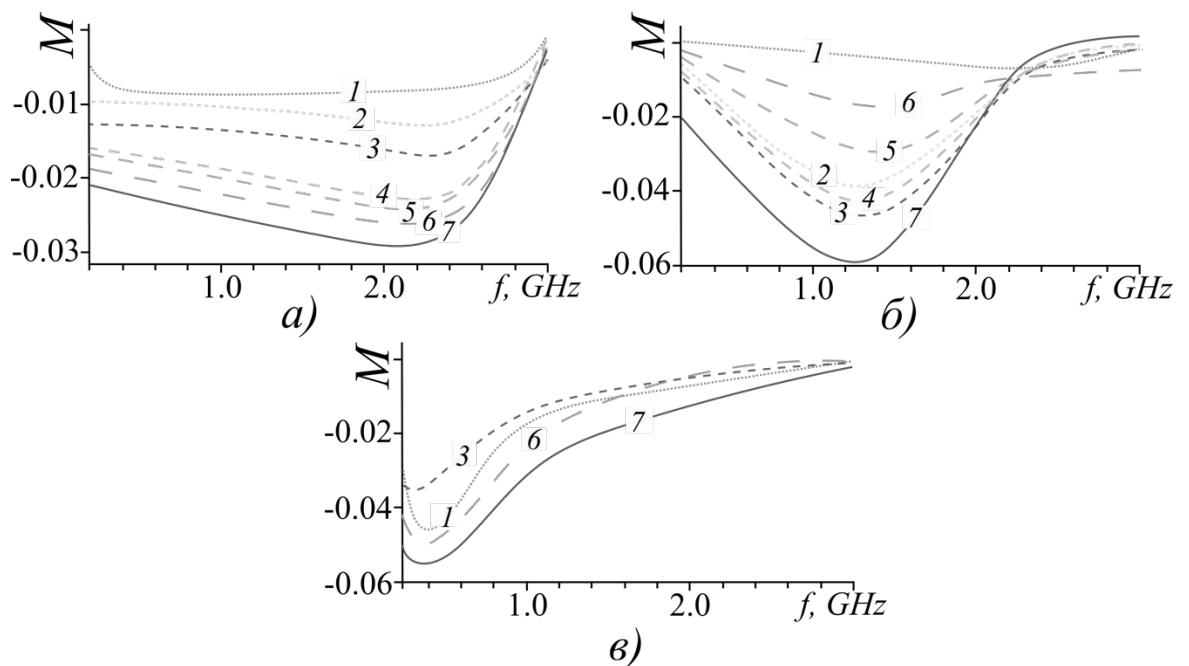


Рисунок 5.9. Спектры магнитосопротивления  $M$  плёнок серии E составов  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}V_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  при  $x$ : 0.67 (а); 0.84 (б); 0.85 (с). Цифры на кривых соответствуют напряженности магнитного поля  $H_0$  в кЭ

Возникновение отрицательного магнитосопротивления, в композитных плёнках с полосовой антиферромагнитной структурой, может наблюдаться вследствие того, что внешнее магнитное поле ориентирует магнитные моменты

последовательных магнитных полос в одном направлении, увеличивая намагниченность слоёв до насыщения, что ведет к уменьшению модуля импеданса композитных плёнок [110]. Следовательно, для наблюдения максимального отрицательного магнитосопротивления необходима переориентация магнитных моментов от антиколлинеарного до коллинеарного состояния. При антипараллельной ориентации соседних магнитных полос колеблющийся электрон испытывает большее сопротивление, чем при параллельной ориентации, которое достигается за счёт намагничивания плёнки внешним постоянным магнитным полем [110]. Наличие экстремума отрицательного магнитного импеданса на спектрах, его смещение в область более низких частот с ростом  $x$  и рост модуля его производной от частоты, в окрестности максимума с ростом концентрации  $x$  можно объяснить со значительными изменениями магнитопроводящей структуры композитных плёнок. В области частот, близких к резонансу, когда индуктивное и ёмкостное сопротивления плёнки близки к друг другу, увеличивается амплитуда разности СВЧ потенциалов на границах соседних магнитных областей, что приводит к увеличению разности концентрации электронов на границах. Повышение концентрации электронов на границах магнитных полос приводит к увеличению тока через границу. В результате в диапазоне частот, близкому к СВЧ резонансу, наблюдается максимум изменения отрицательного магнитного сопротивления. Смещение максимума отрицательного магнитного сопротивления при увеличении концентрации металлического сплава  $x$  в сторону низких частот, может связано с увеличением размеров магнитопроводящих областей [108,109], которое приводит к изменению соотношения ёмкостного и индуктивного сопротивлений композитной плёнки и смещению СВЧ резонансной частоты. Рост производной отрицательного магнитного сопротивления от частоты с увеличением концентрации  $x$  происходит за счёт повышения добротности эквивалентной электрической схемы. Повышение добротности колебаний СВЧ тока с ростом  $x$  происходит в результате уменьшения удельного сопротивления из-за роста размеров металлических областей, что приводит к увеличению длины свободного пробега электронов. Наблюдаемые уменьшения изменения отрицательного магнитосопротивления с ростом индукции магнитного поля при  $x = 0.85$  также

может быть связано с существенным изменением микроструктуры магнитопроводящих областей в композитных плёнках [108,109].

Как видно из рисунка 5.10, в интервале концентраций  $x=0.67\div 0.84$  наблюдается монотонное изменение магнитосопротивления  $M$ . В зависимости от частоты и постоянного магнитного поля может наблюдаться как монотонное уменьшение, так и монотонный рост отрицательного магнитосопротивления  $M(x)$ . Такое поведение  $M(x)$  может быть обусловлено монотонным увеличением концентрации магнитопроводящей фазы  $x$  и уменьшением диэлектрической фазы  $y$ . Наличие точки перегиба в интервале  $x=0.67\div 0.84$  свидетельствует о значительном изменении структуры плёнок с ростом концентрации  $x$ . Максимальное по модулю магнитосопротивление наблюдается в этом же интервале при больших значениях магнитного поля  $H_0=7\text{кЭ}$ . Структура плёнок в этом интервале меняется от больших (порядка 0.5 мкм) магнитопроводящих парных областей до сплошной магнитопроводящей матрицы с включениями диэлектрических наночастиц.

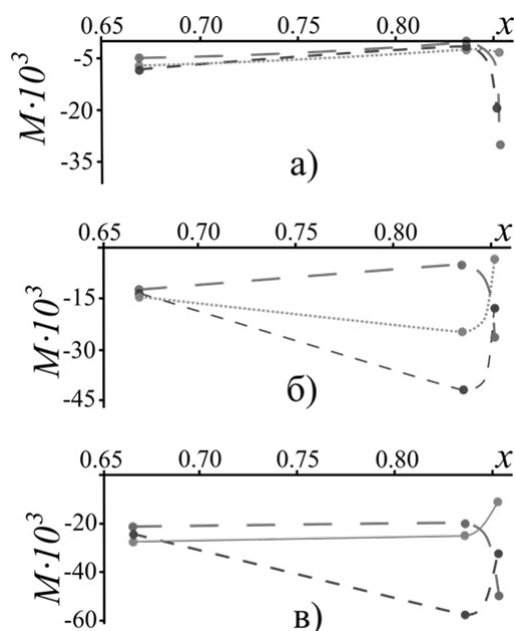


Рисунок 5.10. Концентрационные зависимости магнитосопротивления  $M$  композитных плёнок серии Е при частотах тока  $f$  (в ГГц): 0.2-сплошная, 1.0-пунктирная, 2.0-точечная кривые и в магнитных полях  $H$  (в кЭ): а-1-(а), 2-(б), 3-(в)

### 5.3. Моделирование распространения сверхвысокочастотного тока в металл-диэлектрических плёнках

Металл-диэлектрические плёнки в зависимости от соотношения доли проводящей и диэлектрической фаз способны формировать сложные структуры, через которые способен протекать постоянный и СВЧ токи. Они могут найти применение в электрических цепях и быть представленными в виде эквивалентной электрической схемы. Из-за присутствия активных потерь в плёнках в эквивалентной схеме будут присутствовать резисторы. Поскольку проводящие пути являются магнитными с витиеватыми формами, в схеме будут иметь место быть катушки индуктивности. Также особенно в СВЧ диапазоне ток может распространяться от проводящей магнитной частицы к другой через диэлектрик, поэтому в схеме будут присутствовать конденсаторы. Все электрические элементы в схеме могут иметь разные соединения между собой [2].

Поскольку учесть все соединения, расположения и формы проводящих магнитных частиц в плёнке является крайне сложной задачей, эквивалентная электрическая схема может быть представлена в приближении для постоянного и СВЧ тока состоящей из двух ветвей (рисунок 5.11) [А3].

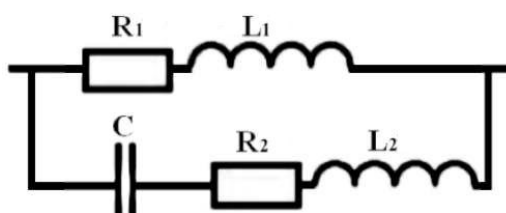


Рисунок 5.11. Эквивалентная электрическая схема композитной плёнки, состоящая из двух ветвей, для описания распространения постоянного и СВЧ тока в них [А3]

Для описания распространения постоянного тока проще использовать верхнюю ветвь, в которой отсутствует ёмкость. В верхней ветви присутствует усреднённое сопротивление  $R_1$ , влияющее на распространение постоянного тока и

индуктивность  $L_1$  оказывающая влияние на ток с повышением частоты. Для описания распространения СВЧ тока удобнее использовать нижнюю ветвь. Распространение через СВЧ тока через диэлектрик учтено усреднённой ёмкостью конденсаторов  $C$ . Сопротивление и индуктивность соединений между металлическими обкладками конденсаторов учитывается сопротивлением  $R_2$  и индуктивностью  $L_2$ . Значения элементов эквивалентной схемы  $R$ ,  $L$ ,  $C$ , определяющие импеданс плёнки, являются функциями доли проводящей магнитной фазы в плёнках их микро- и наноструктур.  $R_1$  может быть определён из зависимостей удельного сопротивления композитных плёнок на постоянном токе от  $x$  и размеров композитных плёнок между контактами.  $L_1$  можно определить при условии равенства полного сопротивления композитных плёнок на частотах до 0.1 ГГц полному сопротивлению верхней ветви эквивалентной электрической схемы. Значения параметров второй ветви могут быть подобраны по зависимостям полного удельного сопротивления композитных плёнок состава в диапазоне от 0.1 ГГц и выше.

Для плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  и  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  были подобраны параметры эквивалентной электрической схемы, используя спектры потерь мощности, и получены зависимости удельного сопротивления для разных частот и концентраций. Зависимости удельного сопротивления композитных плёнок от концентрации металла, рассчитанные из модуля импеданса эквивалентных схемы и размеров композитных плёнок, представлены на рисунке 5.12.

Изменение параметров эквивалентной схемы композитных плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  представлено на рисунке 5.13. Из рисунка 5.13 видно, что индуктивность  $L_1$  падает с ростом  $x$  на 3 порядка, как и сопротивление  $R_1$ . Вблизи порога перколяции не наблюдается резкого роста  $L_1$  за счёт роста магнитной проницаемости. Таким образом основной вклад в изменение индуктивности  $L_1$  от  $x$  определяется изменением размеров и форм проводящих каналов. Увеличение  $x$  приводит к уменьшению длины проводящих каналов и витков, образованными ими. Ёмкость  $C$  между гранулами возрастает на 4 порядка

с ростом  $x$  в области порога перколяции. Увеличение концентрации металла приводит к росту площади гранул и формированию лабиринтоподобных структур.

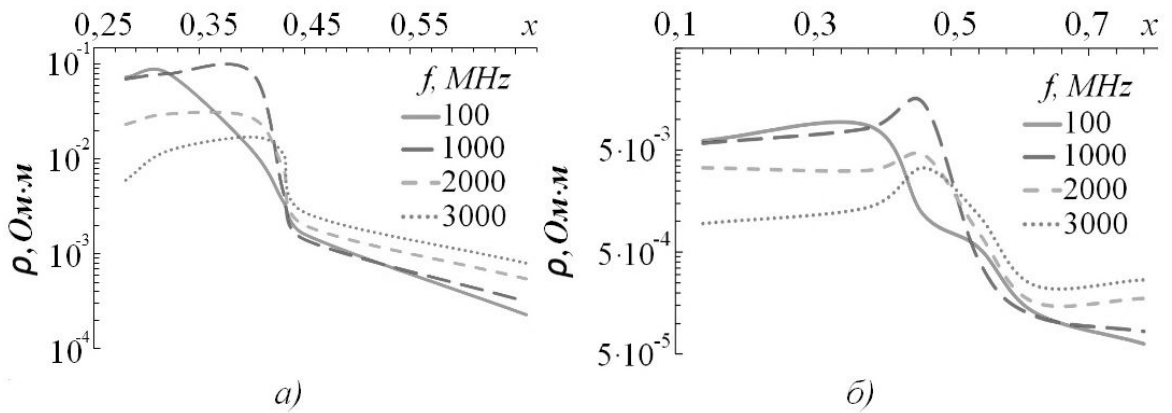


Рисунок 5.12. Зависимости удельного сопротивления плёнок, рассчитанные по спектрам потерь мощности а)  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$ , б)  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$

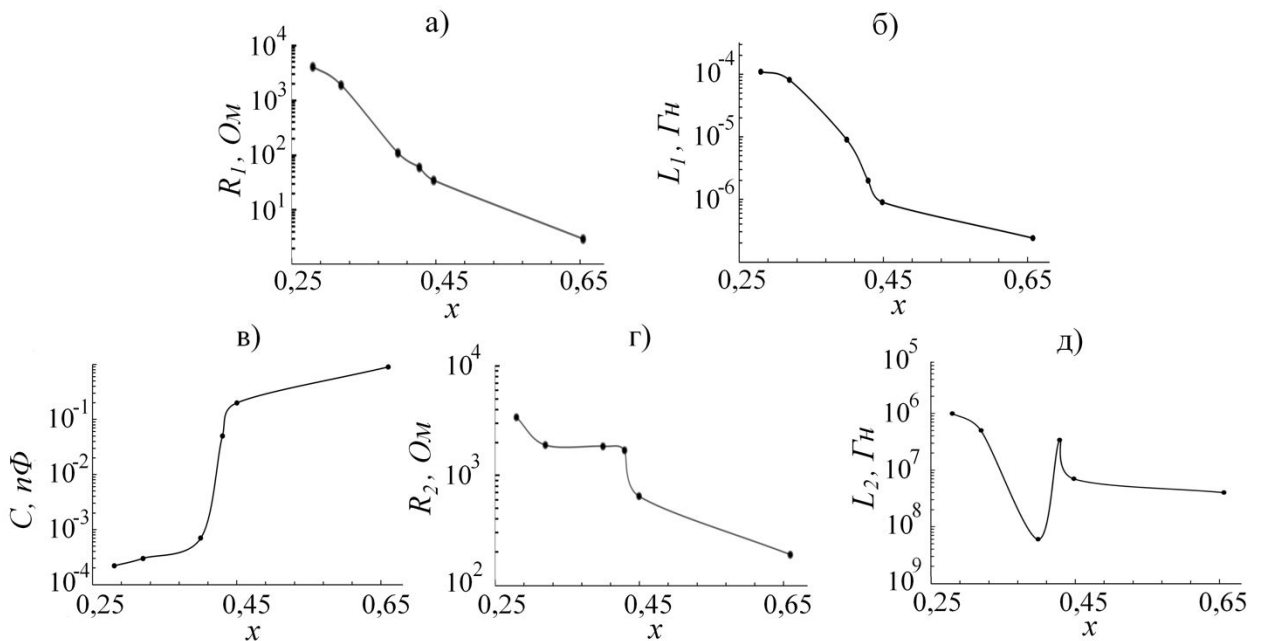


Рисунок 5.13. Изменение параметров элементов эквивалентной схемы композитных плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  от  $x$

В результате в композитных плёнках возрастает площадь металлических объединений и сокращаются расстояния между ними, приводя к росту ёмкости. Из

зависимости сопротивления  $R_2$  от  $x$  видно, что у порога перколяции падение сопротивления с ростом  $x$  останавливается. Из зависимостей  $L_2$  видно, что у порога перколяции наблюдается локальный максимум. Такое поведение  $R_2$  и  $L_2$  можно объяснить тем, что параметры элементов второй ветви вблизи порога перколяции определяются не объединёнными или не имеющими сложных витиеватых форм гранулами. Вклад на изменение  $R_2$  и  $L_2$  с ростом  $x$  в таком случае может оказывать магнитная проницаемость. Для плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  вещественная часть магнитной проницаемости  $\mu'$  имеет максимум у порога перколяции.  $\mu'$  после порога перколяции превышает  $\mu'$  до порога перколяции в десятки раз (рисунок 5.14) [118].

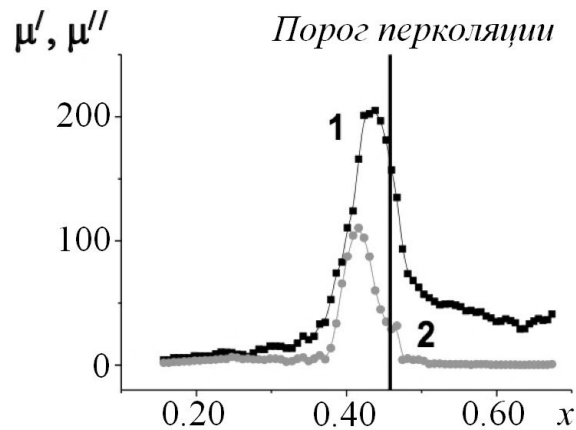


Рисунок 5.14. Зависимость от концентрации металла вещественной (1) и мнимой (2) компоненты магнитной проницаемости плёнок

$\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$  при частоте 50 [118]

В результате индуктивность  $L_2$  для  $x < 0.4$  убывает с ростом  $x$  за счёт уменьшения длины пути распространения переменного тока.  $L_2$  при  $0.4 \leq x \leq 0.45$  наблюдается локальный максимум за счёт максимального значения  $\mu'$  в рассматриваемом интервале концентраций.  $L_2$  при  $x \geq 0.45$  определяется магнитными доменами, сформированными в плёнках. Мнимая часть  $\mu''$  имеет максимальное значение вблизи порога перколяции, в результате потери переменного тока возрастают за

счёт магнитных потерь и скорость уменьшения сопротивления  $R_2$ , приближаясь к порогу перколяции, падает.

Для численного исследования распространения СВЧ тока в линии передачи с композитными плёнками, линия была рассмотрена как линия с рассредоточенными параметрами и моделировалась как кусочно-однородная (рисунок 2.8).

В используемой линии передач, состоящей из однородных участков и не обладающих полным согласованием при распространении электромагнитных волн с длиной волны близкой или меньше длины однородных участков будут возникать на границе раздела этих участков две новые волны: отражённая и прошедшая. Анализатором спектра будет измеряться суперпозиция напряжений, возникающих от волн, дошедших до приёмника с определённой частотой  $f$  за период времени  $T=1/f$ , и строиться график спектра коэффициента передачи по мощности по отношению к заданной мощности на выходе генератора. Мощность на входе АС рассчитывается через сумму квадратов мгновенных напряжений  $U_A$ , поступающих на входное активное сопротивление приёмника  $R_A$  от каждой волны за период по формуле:

$$P_A(f) = \frac{1}{R_{AT}} \int_0^T U_A^2(t, f) dt, \quad (5.1)$$

Созданная от границ участков пара волн продолжит распространение и деление на две волны. В результате часть сигналов достигнет входного сопротивления приёмника. Характеристики дошедших волн (амплитуда и фаза) будут зависеть от длины пройденного пути от генератора. Дошедшие до приёмника сигналы частично отразятся от него и тем самым внесут вклад в измеряемое мгновенное напряжение. Мгновенное напряжение на входном сопротивлении приёмника определится через сумму всех  $n$  сигналов, поступающих на приёмник с амплитудой  $U_k$  и фазой  $\beta_k$  сигналов, а также отражённых от него:

$$U_A = \sum_{k=0}^n [U_k \cos(\omega t + \beta_k) + r U_k \cos(\omega t + \beta_k)], \quad (5.2)$$

где  $r$  – нужно рассматривать как комплексный коэффициент отражения сигнала от приёмника. Разность потенциалов  $U_1(f)$  на разъёме генератора до прихода первой отражённой волны [124]:

$$U_1(f) = E_0(f) \frac{\rho}{\rho + R_{out}}, \quad (5.3)$$

где  $E_0(f)$  — электродвижущая сила генератора,  $R_{out}$  — выходное сопротивление генератора с погрешностью до 2 Ом от заявленного сопротивления в 50 Ом,  $\rho$  — волновое сопротивление коаксиальной линии между генератором и контейнером.

Определить электродвижущую силу, возбуждаемую генератором, можно по указанной в документации к генератору мощности на его выходе  $P_{out}$  и выходному сопротивлению ГКЧ. Суммарная мощность, генерируемая генератором, равна удвоенной мощности  $P_{out}$ , а суммарное сопротивление генератора, подключённого напрямую согласованно к анализатору спектра, в два раза больше выходного сопротивления генератора  $R_{out}$ . Поэтому амплитуду электродвижущей силы генератора  $E_0(f)$  можно определить по формуле:

$$E_0 = E_m \cos \omega t = 2\sqrt{2P_{out}R_{out}} \cos \omega t, \quad (5.4)$$

где  $E_m$  — амплитуда электродвижущей силы.

Амплитуда  $k$ -го сигнала на входном сопротивлении анализатора спектра в собранной кусочно-однородной линии передач определяется по формуле:

$$U_k = U_m \tau_{CK}^{\tau_{CKk}} \tau_{Kc}^{\tau_{KcK}} r_{cg}^{r_{CGk}} r_{cK}^{r_{CKk}} r_{Kc}^{r_{MKk}} r_{ca}^{r_{CAk}} e^{-(\alpha_c L_c l_{kc} + \alpha_k L_k l_{kk})}, \quad (5.5)$$

где  $\tau_{cK}$  и  $\tau_{Kc}$  — модули комплексных коэффициентов пропускания (прохождения) сигналов через соединения кабель-контейнер и контейнер-кабель, соответственно. При расчёте напряжения  $U_k$  учитывается количество границ однородных участков, которые были преодалены сигналом, для попадания на входное сопротивление

анализатора, степенями модулей комплексных коэффициентов пропускания. Где степени обозначенные как  $\tau_{CKk}$ ,  $\tau_{KcK}$  связаны с границами кабель-контейнер и контейнер-кабель, соответственно. Символами  $r$  с нижними индексами в выражении 5.5 обозначены значения модулей комплексных коэффициентов отражения от границ однородных участков. Индексы  $cg$ ,  $cK$ ,  $Kc$ ,  $ca$  в обозначении  $r$  указывают на границы участков кабель-генератор, кабель-контейнер, контейнер-кабель, кабель-анализатор соответственно. Как и в случае с коэффициентом пропускания, количество отражений от границ учитывается степенями модулей комплексных коэффициентов отражения. Обозначения  $r_{CGk}$ ,  $r_{CKk}$ ,  $r_{KcK}$ ,  $r_{CAk}$  соответствуют границам кабель-генератор, кабель-контейнер, контейнер-кабель, кабель-анализатор соответственно. При распространении сигнала вдоль однородного участка, происходит его затухание, определяемое через коэффициенты затухания в кабеле и контейнере  $\alpha_c$ ,  $\alpha_K$  соответственно. Величина затухания определяется длиной пути в однородных участках кабеля и контейнера  $L_c$ ,  $L_K$  соответственно. Поскольку путь по однородным участкам сигнал может совершать многократно, чтоб учесть потери связанные с количеством прохождений через однородные участки, введены переменные  $l_{kc}$  и  $l_{kK}$ , указывающие на количество раз прохождения сигналом кабеля или контейнера соответственно. Индекс буквой  $k$  указывается принадлежность переменной или индекса к  $k$ -му сигналу.

Итоговая фаза сигнала под номером  $k$ , попадающего на вход анализатора спектра, рассчитывается по формуле:

$$\beta_k = -\beta_c L_c l_c - \beta_K L_K l_K + F \tau_{cK} \tau_{cK}^{\tau_{CKk}} + F \tau_{Kc} \tau_{Kc}^{\tau_{KcK}} + F r_{cg} r_{cg}^{r_{CGk}} + F r_{cK} r_{cK}^{r_{CKk}} + F r_{Kc} r_{Kc}^{r_{KcK}} + F r_{ca} r_{ca}^{r_{CAk}}, \quad (5.6)$$

где сдвиг фаз, возникающий из-за распространения в однородном участке кабеля или контейнера, хранится в переменных  $\beta_c$ ,  $\beta_K$ , соответственно. Сдвиг фаз, возникающий из-за прохождения границ однородных участков, хранится в комплексной части коэффициенты прохождения через кабель и контейнер,

обозначенные символами  $F\tau_{cK}$ ,  $F\tau_{Kc}$ , соответственно. Сдвиг фаз, возникающий из-за отражения от границ однородных участков, хранится в комплексной части коэффициентов отражения кабель-генератор, кабель-контейнер, контейнер-кабель и кабель-анализатор  $Fr_{cg}$ ,  $Fr_{cK}$ ,  $Fr_{Kc}$ ,  $Fr_{ca}$ , соответственно.

В общем случае, комплексный коэффициент при отражении сигнала от однородного участка  $j$ , в однородный участок  $i$ , рассчитывается из волновых сопротивлений  $\rho_i$  и  $\rho_j$  участков  $i$  и  $j$  соответственно по формуле:

$$r = \frac{\rho_j - \rho_i}{\rho_j + \rho_i}, \quad (5.7)$$

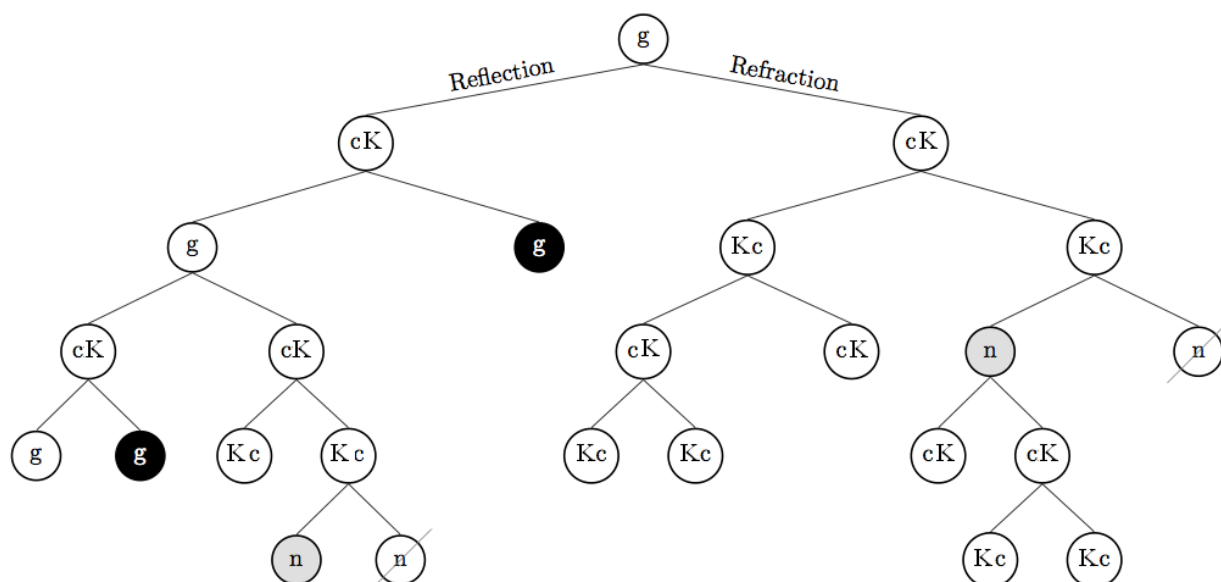
Далее определяется комплексный коэффициент прохождения волны как

$$\tau = 1 - r \quad (5.8)$$

Коэффициенты затухания и фазы однородных участков линии — являются действительными величинами и определяются размерами и материалом однородных участков [120] и являются функциями частоты.

Чтоб учесть разность потенциалов на входном сопротивлении анализатора, возбуждаемого всеми сигналами возникающими в линии, необходимо знать их амплитуду  $U_k$  и фазу  $\beta_k$  на входе анализатора. Чтоб отследить все возникающие и распространяющиеся сигналы в линии с отражениями и прохождениями от границ однородных участков, была применена модель дерева (рисунок 5.15). Корнем является ГКЧ. Границы однородных участков являются узлами. Ветвь указывает на однородный участок по которому происходит распространение сигнала. По правой ветви распространяется сигнал, прошедший через границу однородных участков, по левой ветви распространяется сигнал, отражённый от границ однородных участков. При распространении сигнала в генератор, анализатор или затухания сигнала до максимальной допустимой мощности (мощности шума) на дереве представлены узлами, не имеющими продолжения.

По модели дерева и с использованием формул, указанных выше, был в программе `scilab` составлен код, обрабатывающий распространение всех возникающих в линии сигналов из-за границ и сохраняющий историю каждого сигнала в таблицу хранящуюся в виде файла `csv` на компьютере. После другой код, также написанный в `scilab`, используя данные в файле, определял амплитуды и фазы всех сигналов на входном сопротивлении анализатора и рассчитывал итоговую мощность за период сигналов, распространяющихся в линии. По известной мощности на выходе генератора и рассчитанной мощности на входе анализатора программа считала коэффициент передачи  $K(f)$ . Параметры однородных участков (коэффициенты отражения, затухания, фаз, прохождения сигналов, волновые сопротивления однородных участков линии) рассчитывались по погонным параметрам каждого однородного участка линии. Поскольку однородные участки линии соединяющие генератор с анализатором рассматривались как коаксиальные, для определения их погонных параметров использовались стандартные методы расчёта погонных параметров коаксиальных участков описанные в работе [120]. Для контейнера с плёнками, состоящими из сложной структуры проводящих каналов, погонные параметры вычислялись по разработанной модели проводящих каналов или металлических проводов нанометрового диаметра, которые являются центральными жилами коаксиальной линии, расположенной в одной из плоскостей контейнера.









-  - сигнал на границе однородных участков генератор/кабель
-  - сигнал на границе однородных участков кабель/контейнер
-  - сигнал на границе однородных участков контейнер/кабель
-  - сигнал на границе однородных участков кабель/анализатор
-  - сигнал завершил распространение на анализаторе спектра
-  - сигнал завершил распространение в генераторе

Рисунок 5.15. Представление пути сигнала в линии передач с плёнками в виде «дерева»

В модели проводящих каналов в контейнере структура плёнок в первом приближении была представлена параллельными цилиндрическими проводящими каналами с диаметром порядка размеров образований, наблюдаемых методами АСМ и МСМ на поверхности плёнок сплава  $\text{Co}_{0.86}\text{Nb}_{0.12}\text{Ta}_{0.02}$ , с длиной равной расстоянию между контактами, которыми фиксируется плёнка, окружённая проводящим экраном контейнера. Поскольку размеры образований на поверхности плёнки составляют порядка 200 нм, а толщины не превышали 370 нм, все проводящие каналы в плёнке рассматривались в одной плоскости. Вычисление числа проводящих каналов  $N(x)$ , поперечное сечение которых было одного порядка с размерами наблюдаемых на поверхности плёнок методами АСМ и МСМ гранул  $S(x)$  с удельным сопротивлением сплава  $\text{Co}_{0.86}\text{Nb}_{0.12}\text{Ta}_{0.02}$  исходило из того, что на

постоянном токе проводящие каналы, расположенные параллельно, должны обладать сопротивлением плёнки с долей проводящего магнитного сплава  $x$  и площадью поперечного сечения плёнки  $S_F$  с проводящей магнитной и не проводящей фазами без учёта размеров подложки, поэтому была выведена формула:

$$N(x) = \frac{S_F x}{S(x)} k(x), \quad (5.9)$$

учитывая, что не все проводящие образования в плёнках задействованы в распространении тока был добавлен коэффициент  $k(x)$ . Проводящими образованиями, который не задействованы в распространении тока, относятся проводящие скопления, полностью окружённые диэлектриком и также проводящие структуры, имеющие не больше одного контакта с одним из каналов, по которому протекает электрический ток. Определяется коэффициент  $k(x)$  по отношению удельного сопротивления материала, из которого состоят проводящие каналы, к удельному сопротивлению композитной плёнки, определяемому экспериментально. Поперечная площадь проводящей фазы в плоскости поперечного сечения композитной плёнки рассчитывается через произведение  $S_F$  на долю проводящей фазы в плёнке.

Погонное сопротивление  $R_i$  одного из проводящих канала под номером  $i$  с радиусом  $a_i$  и окружённого экраном с радиусом  $b$  в плёнках с металлическими и диэлектрическими фазами рассчитывалось по формуле для погонного сопротивления коаксиального кабеля [120]:

$$R_i = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\omega\mu\mu_0}{2\sigma}} \left( \frac{1}{a_i} + \frac{1}{b} \right), \quad (5.10)$$

Итоговое погонное сопротивление контейнера с плёнкой рассчитывалось как результирующее сопротивление параллельного соединения резисторов с одинаковым сопротивлением, поскольку каналы в модели идентичны:

$$R = \frac{R_i}{N} \quad (5.11)$$

Погонная ёмкость контейнера с проводящими каналами рассчитывалась как сумма погонных ёмкостей  $C_i$  между проводящими каналами и экраном:

$$C = \sum_{i=1}^N C_i, \quad (5.12)$$

Поскольку проводящие каналы располагаются в плоскости, то происходит смещение части из них относительно центральной оси коаксиальной линии. Поэтому ёмкости  $C_i$  были не идентичны и рассчитывались по формуле погонной ёмкости коаксиального кабеля со смещённой жилой [125]:

$$C_i = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln \frac{R_2(h_1+b)}{R_1(h_2+b)}}, \quad (5.13)$$

где в качестве жилы выступает проводящий канал. В формуле 5.13  $\varepsilon$  абсолютная диэлектрическая проницаемость между жилой и экраном,  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы проводящего канала и экрана, коэффициенты  $b$ ,  $h_1$  и  $h_2$  определяются через смещение канала от оси коаксиальной линии  $D_i$  по формулам:

$$b = \sqrt{h_1^2 + R_1^2} = \sqrt{h_2^2 + R_2^2} \quad (5.14)$$

$$h_1 = \left| \frac{D_i^2 + R_1^2 - R_2^2}{2D_i} \right| \quad (5.15)$$

$$h_2 = \left| \frac{D_i^2 + R_2^2 - R_1^2}{2D_i} \right|, \quad (5.16)$$

Поскольку диэлектрическая составляющая контейнера является неоднородной и состоит из воздуха, фторопластовой подложки, подложки плёнки и диэлектрической фазы плёнки с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_F$ ,  $\varepsilon_s$ ,  $\varepsilon_f$

и объёмами  $V_a$ ,  $V_F$ ,  $V_s$ ,  $V_f$ , соответственно, необходимо определить итоговую диэлектрическую проницаемость для такой структуры. В кабельной технике известно несколько формул для расчета диэлектрической проницаемости. Согласно материалам, приведённым в работе [126], была использована формула:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_a V_a + \varepsilon_F V_F + \varepsilon_s V_s + \varepsilon_f V_f}{V_a + V_F + V_s + V_f}, \quad (5.17)$$

Погонная индуктивность коаксиальной линии с проводящими магнитными каналами должна состоять из суммы слагаемых, в которые входят собственная индуктивность проводящих каналов  $L_{id}$  и экрана  $L_{iD}$ , взаимная индуктивность между каналами и экраном  $M_e$  и взаимная индуктивность между каналами  $M_k$  [127]. Если считать все проводящие каналы, несмотря на смещение от центральной оси коаксиальной линии центральным контактом, то погонная индуктивность одножильной коаксиальной линии  $L$  будет являться функцией от частоты, зависеть от магнитных свойств размеров центрального контакта и экрана, что можно посчитать по формуле [128]:

$$L = L_{id} + L_{iD} + M_e = 1,007 \cdot 10^{-7} \left( \frac{1}{2a} \sqrt{\frac{\rho_d \mu_d}{f}} + \frac{1}{2b} \sqrt{\frac{\rho_D \mu_D}{f}} \right) + \frac{\mu \mu_0}{2\pi} l g \left( \frac{b}{a} \right) \quad (5.18)$$

Обычно радиус экрана и радиус жилы велики и сделаны из меди, поэтому собственная индуктивность жилы и экрана в СВЧ диапазонах не учитываются из-за малого вклада в погонную индуктивность. Когда проводящий канал обладает диаметром порядка долей микрометра и обладает магнитными свойствами, пренебрежение собственной индуктивностью добавляет существенную ошибку в расчёте погонной индуктивности для СВЧ диапазона. Оценки собственной индуктивности каналов и индуктивности между каналом и экраном показывают, что для проводящего канала диаметром 50 нм с относительной магнитной проницаемостью порядка 30 для сигналов с частотой в единицы мегагерц собственная индуктивность канала составляет порядка 10% относительно

взаимной индуктивности центрального канала и экрана, 3% при для сотни мегагерц. При диаметре центрального проводника в 10 нм, что совпадает с диаметрами малых проводящих магнитных островков в плёнках методами АСМ и МСМ), относительной магнитной проницаемости 30 и частотах порядка единиц мегагерц собственная индуктивность центрального проводника не превышает 40% от взаимной индуктивности центрального проводника и экрана, 14% для сотен мегагерц и 4.5% для единиц гигагерц. Поскольку вклад собственной индуктивности центрального контакта радиусом более 50 нм в погонную индуктивность незначителен, для повышения скорости расчётов при моделировании им пренебрегали.

Для каждого проводящего канала рассчитывалась взаимная индуктивность с идентичными каналами. Поскольку ток, распространяющийся по проводящим каналам сонаправлен, общая взаимная индуктивность считалась как сумма взаимных индуктивностей каждого канала. Взаимная индукция отдельных каналов рассчитывалась через среднее значение расстояний между каналами  $g_{ki}$  по формуле [129]:

$$M_{ki} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{b}{g_{ki}}, \quad (5.19)$$

Поскольку доля, занимаемая магнитными проводящими структурами в объёме контейнера незначительная, вкладом магнитной проницаемости магнитных структур при расчёте взаимной индуктивности пренебрегли. В результате проводящий канал обладал индуктивностью  $L_k$ , рассчитанной по формуле:

$$L_k = M_e + M_k \quad (5.20)$$

Итоговая погонная индуктивность участка с контейнером и плёнкой вычислялась по формуле общей индуктивности параллельно соединённых катушек индуктивностей:

$$L = \frac{1}{\sum_{k=1}^N \frac{1}{L_k}} \quad (5.21)$$

Далее по известным электрическим характеристикам участков линии вычислялись их волновые сопротивления  $Z$  по формуле

$$Z_i = \sqrt{\frac{R_i + i\omega L_i}{i\omega C_i}}, \quad (5.22)$$

коэффициенты отражения  $r$  и прохождения  $\tau$  через границы участков по напряжению, соответственно:

$$r_{ik} = \frac{Z_i - Z_k}{Z_i + Z_k}, \quad (5.23)$$

$$\tau_{ik} = 1 - r_{ik}, \quad (5.24)$$

а также коэффициенты затухания  $\alpha$  и фаз  $\beta$  в участках по формулам:

$$\alpha_i = \sqrt{-\frac{1}{2}\omega^2 L_i C_i + \frac{1}{2}\sqrt{(R_i^2 + \omega^2 L_i^2)\omega^2 C_i^2}} \quad (5.25)$$

$$\beta_i = \sqrt{\frac{1}{2}\omega^2 L_i C_i + \frac{1}{2}\sqrt{(R_i^2 + \omega^2 L_i^2)\omega^2 C_i^2}} \quad (5.26)$$

Далее, чтоб учесть отклонение значений характеристик элементов линии передач от заявленных, линия исследовалась без контейнера. Определяя характеристики сигналов на входе АС и рассчитав итоговую мощность по формуле 5.1. и коэффициенты передачи по формуле 2.1. зависимости коэффициента передачи по мощности от частоты сравнивались с экспериментальными. По согласованию рассчитанных данных и экспериментальных были подобраны

параметры линии без контейнера. После с уточнёнными характеристикам линии производился расчёт зависимостей коэффициента передачи в линии с контейнером и плёнками  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  (рисунок 5.16). Результаты моделирования с достаточной точностью повторяют экспериментальные зависимости. По изменению характеристик плёнки при моделировании были сформулированы выводы о структуре, электрических и магнитных свойствах плёнок. Весь спектр можно поделить на 3 категории с различными проводимостями: диэлектрической, промежуточной, металлический.

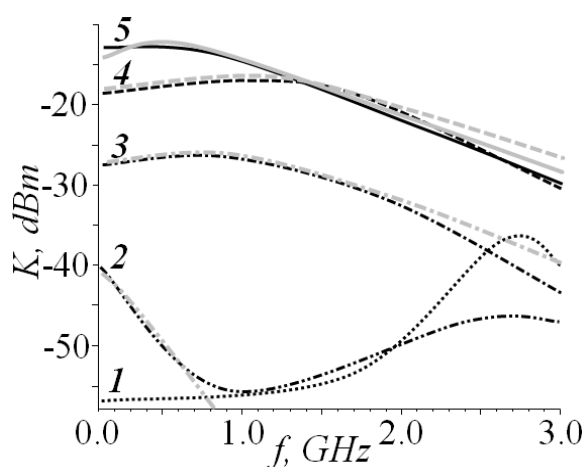


Рисунок 5.16. Спектры коэффициента затухания мощности в линии с композитными плёнками состава  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  1)  $x=0.38$ ; 2)  $x=0.46$ ; 3)  $x=0.54$ ; 4)  $x=0.62$ ; 5)  $x=0.78$

При доле проводящей магнитной фазы в плёнке до 0.38 проводящие каналы, которые могли бы соединить контакты центральных проводников коаксиальной линии, отсутствуют. Модель проводящих каналов для таких структур не применяется. Для плёнок с концентрацией  $x=0.46$  характерны процессы перколяции. Для таких плёнок наблюдается как промежуточная структура, так и промежуточный спектр. Количество каналов, рассчитанное по модели, не превышает пяти, диаметром порядка двухсот нанометров и длиной в три раза превышающей длину между контактами, на которые установлена плёнка. Увеличение длины между контактами свидетельствует о усложнении проводящих путей, и как следствие их реактивного индуктивного сопротивления. Поэтому в

диапазоне частот до 1.0 ГГц рост частоты приводит к росту потерь за счёт существенного вклада реактивного индуктивного сопротивления плёнки. Поскольку проводящие каналы не однородны по диаметру в местах повышенного сопротивления, СВЧ ток может распространяться через диэлектрик между каналами. В СВЧ диапазоне для плёнок с двумя механизмами проводимости присутствие магнитных частиц в диэлектрике вызывает дополнительное рассеивание тока в результате в диапазоне от 1.0 ГГц потери в плёнках с долей проводящей магнитной фазы 0.46 выше у плёнок с меньшим содержанием проводящих магнитных частиц. Магнитные частицы и образования в диэлектрике приводят к переходу энергии электрического тока в электромагнитную, в результате меньше энергии доходит до входа анализатора. Для плёнок с долей проводящей магнитной фазы более 0.46 протекание тока через диэлектрик не существенное. Рост доли проводящей магнитной фазы приводит к сокращению активных потерь. Длина проводящих каналов стремится к минимальной длине между контактами, которые касаются плёнки. Помимо количества, формы и размеров каналов можно наблюдать вклад их намагниченности. Так, для доли проводящей магнитной фазы, равной 0.72, магнитная проницаемость выше в 2-3 раза, чем для плёнок с меньшей долей. В результате скорость рассеивания мощности тока выше, чем для плёнок с долей проводящей магнитной фазы, равной 0.62. Пересечение спектров для  $x=0.72$  и для  $x=0.62$  происходит при частоте 1.5 ГГц. Значения магнитной проницаемости при моделировании спектров для исследуемых плёнок использовались из работы [118]. Значения поперечных сечений проводящих каналов подбирались по совпадению экспериментальных и моделируемых потерь мощности в диапазоне частот ниже 100 МГц, чтобы уменьшить вклад реактивного сопротивления плёнок в потери мощности тока. Длины проводящих каналов подбирались по совпадению экспериментальной и моделируемой скорости потерь мощности от частоты, при условии, что при  $x$  близких к 1.0 длина проводящих каналов равна расстоянию между контактами. Количество каналов рассчитывалось из формулы (5.9). На рисунке 5.17а показаны поперечные сечения проводящих каналов, на рисунке 5.17б длина проводящих

каналов и на рисунке 5.17в количество проводящих каналов от  $x$ , которые были использованы при моделировании.

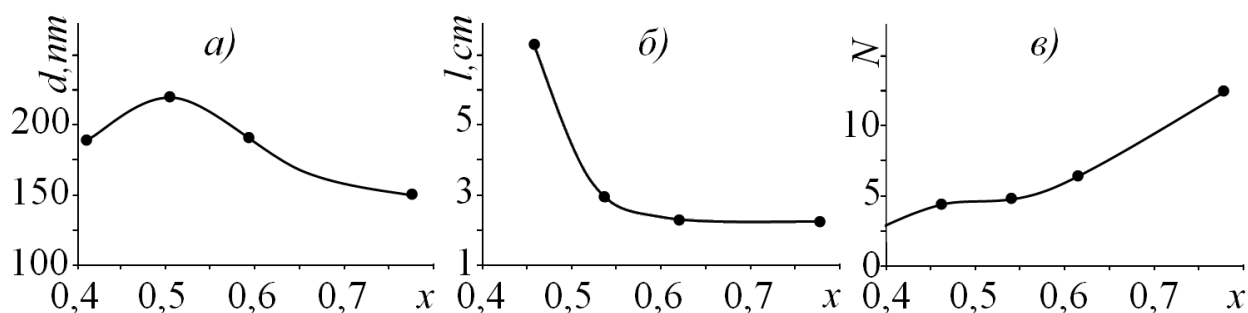


Рисунок 5.17. Параметры модели композитных плёнок, получены при моделировании

#### 5.4. Выводы к пятой главе

Таким образом в главе был применён новый способ для исследования СВЧ проводящих свойств композитных и многослойных тонких плёнок с использованием СВЧ генератора, линии передач и анализатора спектра. Получены спектры удельного модуля импеданса плёнок и зависимости удельного модуля импеданса плёнок от атомной концентрации металлической фазы в плёнках. По спектрам удельного модуля импеданса в композитных плёнках были обнаружены области изменения механизмов распространения СВЧ тока по композитным плёнкам. Показано влияние ёмкостного и индуктивного реактивных сопротивлений на спектры удельного модуля импеданса. Показано, что до порога перколяции ёмкостное реактивное сопротивление плёнок в диапазоне до 3ГГц преобладает над индуктивным сопротивлением плёнок, в результате чего с ростом частоты удельный модуль импеданса падает. После порога перколяции индуктивное сопротивление композитных плёнок преобладает над ёмкостным, в результате чего с ростом частоты удельный модуль импеданса растёт. Показан вклад магнитной проницаемости композитных плёнок в их СВЧ сопротивление.

Из полученных спектров удельного модуля импеданса в плёнках  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x + C_{1-x}\}$  было показано наличие вклада ёмкостного реактивного

сопротивления, которое было объяснено ёмкостью, возникающей между скоплениями гранул, расположенных в магнитных полосовых структурах, наблюдаемых на МСМ изображениях и разделённых друг от друга и индуктивным сопротивлением проводящих каналов.

Из зависимостей удельного модуля импеданса для многослойных плёнок  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}+[\alpha-Si]$  было показано шунтирование проводящих слоёв и перколяция. Процессы перколяции в многослойных плёнках определяются сменой механизмов распространения тока в композитных слоях и полупроводниковых слоях.

Были получены спектры отношений удельного модуля импеданса к удельному сопротивлению в копланарной линии передач с разрывом у композитных плёнок состава  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$  с лавсановой подложкой, из которых был определён диапазон концентраций металла, в котором происходит перколяция в композитных плёнках.

Были получены спектры относительного изменения СВЧ удельного магнитосопротивления (модуля импеданса) композитных плёнок  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_y\}$ , на которых наблюдалось смещение минимума отрицательного МС в сторону низких частот. Смещение минимума в сторону низких частот при увеличении концентрации металлического сплава  $x$  объяснено изменением магнитопроводящей структуры плёнок. Структура для этой серии плёнок меняется от магнитопроводящих длинных полос (около 1 мкм), до лабиринтоподобной структуры и далее, до сплошной магнитопроводящей матрицы с включениями диэлектрических наночастиц. Наибольшее значение отрицательного МС, равное -0.06, обнаружено у композитных плёнок с концентрацией  $x=0.84$  при постоянном магнитном поле  $H_0=7кЭ$ .

Для интерпретации измеренных спектров композитных плёнок  $\{(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_x+(Al_2O_3)_y\}$ , и  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  были проведены численные расчёты эквивалентных схем и определены зависимости номиналов элементов эквивалентных схем композитных плёнок от  $x$ . Композитные плёнки  $\{(Co_{0.86}Nb_{0.12}Ta_{0.02})_x+(SiO_2)_y\}$  были рассмотрены как элемент линии с распределёнными параметрами. Была предложена модель композитной плёнки,

состоящая из проводящих каналов. Рассчитаны зависимости числа каналов, индуктивность и длины каналов от концентрации металла вблизи и после порога перколяции. Показано влияние магнитной проницаемости на СВЧ удельное сопротивление в композитных плёнках.

## Заключение

В настоящей работе получены следующие основные результаты:

1. Установлены характерные микро- и наноструктуры композитных метал-диэлектрических плёнок для различных концентраций металлического сплава  $x$ : для плёнок с малыми  $x \leq 0.3$  наблюдается хаотичный разброс металлических частиц, расположенных в диэлектрической матрице; в области концентраций с  $0.35 < x < 0.48$  в плёнках наблюдается явление перколяции, для которого характерно возникновение крупных металлических областей; при  $x \geq 0.5$  наблюдается полосовая магнитная структура с соседними доменами противоположной намагниченности; структура плёнок с большими  $x \geq 0.8$  представляет собой металлическую матрицу, в которых имеются диэлектрические включения. Возникновение полосовой магнитной структуры происходит при больших толщинах плёнок и при малых градиентах магнитного металлического сплава  $x$ .

2. Обнаружено принципиальное отличие магнитных спектров ФМР двух серий композитных плёнок: магнитный сплав-диэлектрик  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_{(1-x)/3}\}$  и металл-углерод  $\{(Co_{0.2}Fe_{0.2}B_{0.6})_x+(C)_{(1-x)}\}$ . У плёнок с добавлением углерода обнаружено две магнитные фазы разного состава и структуры методом ФМР. Получены магнито-резонансные характеристики исследованных композитных плёнок. Плёнки  $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_{(1-x)/3}\}$  напыленные на стекло и лавсан обладают различными магнитными структурами и ФМР характеристиками.

3. Измерены ВЧ, СВЧ спектры удельного импеданса (сопротивления) композитных плёнок с различными металлическими и диэлектрическими фазами и многослойных плёнок: композит/полупроводник в диапазоне частот 0.1-3 ГГц. Разная форма спектров удельного сопротивления связана с наличием различного типа проводимости: диэлектрического, промежуточного, металлического. Для описания спектров удельного сопротивления предложена принципиальная электрическая схема композитных плёнок с усреднёнными параметрами.

4. Определены спектры магнитосопротивления композитных плёнок

$\{(\text{Co}_{0.86}\text{Nb}_{0.12}\text{Ta}_{0.02})_x(\text{SiO}_2)_y\}$  с концентрациями металлического сплава  $x=0.42-0.86$  в диапазоне частот 0.1-3 ГГц. В этих экспериментах магнитное постоянное поле и СВЧ ток были сонаправлены вдоль плоскости плёнки. Установлено наличие СВЧ отрицательного магнитосопротивления, достигающего 6%, соответственно. Большое значение СВЧ отрицательного магнитосопротивления связано с наличием полосовой магнитной структуры в плёнках.

**Список сокращений и обозначений**

**СВЧ** – сверхвысокая частота

**ФМР** – ферромагнитный резонанс

**ОЛН** – ось лёгкого намагничивания

**$\Delta H$**  – ширина линии ФМР

**ГКЧ** – генератор качающейся частоты

**ГМС** – гигантское магнитосопротивление

**АС** – анализатор спектра

**АСМ** – атомно-силовая микроскопия

**МСМ** – магнитно-силовая микроскопия

**МФК** – магнитный фазовый контраст

**МС** – магнитосопротивление

**ОМС** – отрицательное магнитосопротивление

### Список публикаций автора по теме диссертации

- A1. Котов, Л.Н. Ферромагнитный резонанс в композитных плёнках металл–диэлектрик и металл–углерод / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, В.К. Турков и др. // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 85, № 9. – С. 1255–1257.
- A2. Kotov, L.N. The particle size distribution function in the composite films and microwave magnetic properties / L.N. Kotov, V.A. Ustyugov, V.V. Vlasov, V.K. Turkov, M.P. Lasek et al. // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2016. – V. 123. – P. 012027.
- A3. Котов, Л.Н. Магнитная структура и ВЧ, СВЧ электрические потери в композитных плёнках / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, О.А. Кирпичёва и др. // Вестник Челябинского государственного университета. Серия Физика, вып. 21. – 2015. – № 22 (377). – С. 44–48.
- A4. Kotov, L. Conductive, magnetic and structural properties of multilayer films / L. Kotov, V. Turkov, V. Vlasov, M. Lasek, Yu. Kalinin, A. Sitnikov // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2013. – V. 47. – P. 012027.
- A5. Турков, В.К. Влияние отжига на структуру и СВЧ-магнитные свойства однослойных и многослойных плёнок различного состава / В.К. Турков, В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.А. Устюгов, М.П. Ласёк и др. // Известия РАН. Серия физическая. – 2013. – Т. 77, № 10. – С. 1414–1418.

#### Труды и материалы конференций

- A6. Котов, Л.Н. СВЧ магнитосопротивление и структура композитных плёнок (FeCoB)/(SiO<sub>2</sub>) [Электронный ресурс] / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, В.С. Власов и др. // Сборник трудов XXIV международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ). – 2021. – С. 9-30–9-33. – режим доступа:  
<https://drive.google.com/file/d/1UNv6b9kUet3Ur4tSyC0003oDN1V5sc-r/view?usp>.
- A7. Котов, Л.Н. ВЧ спектры магнитной проницаемости и структура композитных плёнок (FeCoB)/(SiO<sub>2</sub>) [Электронный ресурс] / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, Р.И. Королёв и др. // Сборник трудов XXIV международной конференции

- «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ). – 2021. – С. 3-24–3-27. – режим доступа:  
<https://drive.google.com/file/d/1UNv6b9kUet3Ur4tSyC0003oDN1V5sc-r/view?usp>.
- A8. Котов, Л.Н. О влиянии градиента концентрации металла на ФМР в композитных плёнках [Электронный ресурс] / Л.Н. Котов, В.С. Власов, В.А. Устюгов, П.А. Макаров, М.П. Ласёк и др. // Сборник трудов XXIV межд. конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ). – 2021. – С. 9-78–9-81. – режим доступа:  
<https://drive.google.com/file/d/1UNv6b9kUet3Ur4tSyC0003oDN1V5sc-r/view?usp>.
- A9. Котов, Л.Н. Метод ФМР для исследования структуры и магнитных свойств композитных плёнок / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, В.В. Власов и др. // Всероссийская конференция «Методы исследования состава и структуры функциональных материалов» (МИССФМ-2020). – Новосибирск: ИК СО РАН, 2020. – С. 105–106.
- A10. Котов, Л.Н. Магнитная релаксация в композитных плёнках: металл-диэлектрик/углерод / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, В.К. Турков и др. // Материалы XXIV международной конференции «Релаксационные явления в твёрдых телах». – Воронеж: ВГТУ, 2018. – С. 139–141.
- A11. Котов, Л.Н. Влияние структуры на ВЧ, СВЧ проводящие свойства композитных плёнок / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, А.М. Уляшев и др. // Материалы XXIV межд. конференции «Релаксационные явления в твёрдых телах». – Воронеж: ВГТУ, 2018. – С. 111–114.
- A12. Котов, Л.Н. ВЧ диэлектрические спектры металл-диэлектрических композитных плёнок на лавсановой подложке / Л.Н. Котов, Т.А. Клочкова, М.П. Ласёк и др. // Тезисы докладов XXIII Межд. научной конференции «Релаксационные явления в твёрдых телах». – Воронеж: ВГТУ, 2015. – С. 115.
- A13. Ласёк, М.П. Электрические потери и релаксация мощности ВЧ и СВЧ сигналов тока в композитных плёнках / М.П. Ласёк, Л.Н. Котов, О.А. Кирпичёва и др. // Тезисы докладов XXIII Международной научной

- конференции «Релаксационные явления в твёрдых телах». – Воронеж: ВГТУ, 2015. – С. 123.
- A14. Котов, Л.Н. ВЧ магнитные спектры металл-диэлектрических композитных плёнок на лавсановой подложке / Л.Н. Котов, А.О. Шмаков, К.А. Канев, Е.В. Варзер, М.П. Ласёк, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников // Тезисы докладов XXIII Международной научной конференции «Релаксационные явления в твёрдых телах». – Воронеж: ВГТУ, 2015. – С. 114.
- A15. Котов, Л.Н. Структурные и магнитные свойства в области перколяции в композитных плёнках и влияние на них отжига / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, В.К. Турков и др. // Тезисы докладов XXIII Международной научной конференции «Релаксационные явления в твёрдых телах». – Воронеж: ВГТУ, 2015. – С. 10.
- A16. Ласёк, М.П. Электрические и магнитные свойства композитных плёнок с магнитной металлической и диэлектрической фазами / М.П. Ласёк, Л.Н. Котов, О.А. Кирпичёва и др. // Тезисы докладов Международной конференции, посвящённой 80-летию члена-корреспондента РАН И.К. Камилова. – Челябинск: ЧелГУ, 2015. – С. 174.
- A17. Котов, Л.Н. Структурные и магнитные свойства в области перколяции в композитных плёнках / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, В.К. Турков и др. // Тезисы докладов Международной конференции, посвящённой 80-летию члена-корреспондента РАН И.К. Камилова. – Челябинск: изд-во Челябинского государственного университета, 2015. – С. 172.
- A18. Kotov, L.N. Structures, surface magnetic fields and fmr parameters of composite films. / L.N. Kotov, V.S. Vlasov, V.K. Turkov, M.P. Lasek et al. // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM). Book of Abstracts. – Moscow: Faculty of Physics M.V. Lomonosov MSU, 2014. – P. 459.
- A19. Lasek, M.P. Influence of the magnetic properties of composite films on RF and microwave complex conductivity / M.P. Lasek, L.N. Kotov, O.A. Kirpicheva et al. // Moscow International Symposium of Magnetism (MISM): book of abstracts. – Moscow: MSU, 2014. – P. 866.

- A20. Lasek, M.P. The spectra of the RF power dissipation in thin magnetic granular composite films / M.P. Lasek, V.S. Vlasov, L.N. Kotov et al. // V Euro-Asian symposium "Trends in MAGnetism": Nanomagnetism (EASTMAG-2013): Abstract Book. – Russky Island, Vladivostok, Russia, 15th-21st September, 2013. – P. 175.
- A21. Lasek, M.P. Microwave current power dissipation in composite magnetic granular films / M.P. Lasek, V.S. Vlasov, L.N. Kotov et al. // International conference "Functional Materials" ICFM'2013: Abstract Book. – Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra, September 29 – October 5, 2013. – P. 322.
- A22. Lasek, M.P. Microwave current power dissipation and spin excitation in composite granular films  $(\text{Co}_{45}\text{Ni}_{45}\text{Zn}_{10})_x(\text{SiO}_2)_y$  / M.P. Lasek, O.A. Kirpicheva, V.S. Vlasov et al. // Spin waves 2013 International symposium: Program Abstracts. – Saint Petersburg, Ioffe Physical-Technical Institute, 2013. – P. 163.
- A23. Ласёк, М.П. Исследование рассеивания сигналов ВЧ и СВЧ диапазона в коаксиальной линии с тонкими плёнками / М.П. Ласёк, Л.Н. Котов, О.А. Кирпичёва. // XIV Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-14): тез. Докладов. – Екатеринбург, 2013. – С. 113.
- A24. Ласёк, М.П. Спектры модуля адмитанса тонких аморфных композитных плёнок с содержанием магнитной металлической фазы / М.П. Ласёк, В.С. Власов, Л.Н. Котов, О.А. Кирпичёва // XIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества. – Екатеринбург: ИФМ УрО РАН, 2012. – С. 107.
- A25. Котов, Л.Н. СВЧ проводящие свойства наногранулированных композитных плёнок при различных концентрациях металлической фазы / Л.Н. Котов, М.П. Ласёк, О.А. Кирпичёва и др. // Сборник трудов II Всероссийской школы-семинара молодых учёных, посвящённой 55-летию создания Института физики и 105-летию со дня рождения Х.И. Амирханова. – Махачкала: ИП «Султанбегова Х.С.», 2012. – С. 52–55.
- A26. Ласёк, М.П. Спектры затухания электромагнитной волны в композитных плёнках / М.П. Ласёк, В.С. Власов, Л.Н. Котов, О.А. Кирпичёва // Сборник

- трудов XXII межд. конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ). – Астрахань: Издательский дом «Астраханский университет», 2012. – С. 31–32.
- A27. Кирпичёва, О.А. Измерение и исследование спектров затухания электрического сигнала в композитных плёнках / О.А. Кирпичёва, М.П. Ласёк, Л.Н. Котов // Современные проблемы радиоэлектроники: Сборник научных трудов. – Ростов-на-Дону: РИО РТИСТ ФГБОУ ВПО «ЮРГУЭС», 2012. – С. 212–214.
- A28. Vlasov, V.S. Complex conductivity spectrum of thin composite films: experiment and modeling / V.S. Vlasov, L.N. Kotov, M.P. Lasek et al. // Moscow Intern. Symposium of Magnetism: book of abstracts. – Moscow: MSU, 2011. – P. 806.
- A29. Ласёк, М.П. Расчет спектров модуля комплексной удельной проводимости в тонких композитных плёнках / М.П. Ласёк // Тезисы докладов XV Всероссийской научной конференции студентов-радиофизиков. – Санкт-Петербург, 2011. – С. 102–103.
- A30. Ласёк, М.П. Расчёт спектров комплексной проводимости тонких композитных плёнок / М.П. Ласёк // Тезисы докладов XIV Всероссийской научной конференции студентов-радиофизиков. – Санкт-Петербург, 2010. – С. 63–65.

**Список цитируемой литературы**

1. Казанцев, Н.Е. Свойства и перспективы применения гранулированных ферромагнетиков в области СВЧ / Н.Е. Казанцева, А.Т. Пономаренко, В.Г. Шевченко и др // Физика и химия обработки материалов. – 2002. – № 1. – С. 5–11.
2. Калинин, Ю.Е. Особенности отражения СВЧ волн от гранулированных плёнок / Ю.Е. Калинин, Л.Н. Котов, С.Н. Петрунёв, А.В Ситников // Известия РАН. Серия физическая. – 2005. – V. 69, № 8. – С. 1195-1199.
3. Yoshida, S. High-frequency noise suppression in downsized circuits using magnetic granular films / S. Yoshida, H. Ono, S. Ando et al. // IEEE transactions on magnetics. – 2001. – V. 37, № 4. – P. 2401-2403.
4. Гриднев, С.А. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах / С.А. Гриднев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. – М: Бином. Лаборатория знаний, 2012. – 352 с.
5. Бухараев, А.А. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах / А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов. // УФН. – 2018. – Т. 188, № 12. – С. 1288-1330.
6. Баранов, П.Г. Спинтроника полупроводниковых, металлических, диэлектрических и гибридных структур (к 100-летию Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН) / П.Г. Баранов, А.М. Калашников, В.И. Козуб, и др. // УФН. – 2019. – Т. 189, № 8. – С. 849-880.
7. Ларионов, К.В. Исследование плёнок многоатомной толщины / К.В. Ларионов, П.Б. Сорокин // УФН. – 2021. – Т. 191, № 1. – С. 30-51.
8. Raj, P.M. Magnetic nanocomposites for organic compatible miniaturized antennas and inductors / P.M. Raj, P. Muthana, T.D. Xiao et al. // Proceedings. International Symposium on Advanced Packaging Materials: Processes, Properties and Interfaces. – 2005. – P. 272–275.

9. Kim, K.H. FEM analysis on the effects of soft magnetic film as a noise suppressor at GHz range / K.H. Kim, S. Ikeda, M. Yamaguchi, K. Arai // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – V. 93, № 10. – P. 8588–8590
10. Ларькин, А.В. Проводимость на постоянном и переменном токе пленочных нанокompозитов металл – диэлектрик / А.В. Ларькин; И.А. Свито; Ю.А. Федотова, А.К. Федотов // *Вестник БГУ*. – 2009. – Т. 1, № 1. – С. 26–37.
11. Антонец, И.В. Структура, проводящие и отражающие свойства аморфных гранулированных композитных плёнок  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{ZrO})_{1-x}$  / И.В. Антонец, Л.Н. Котов, Е.А. Голубев и др. // *ЖТФ*. – 2017. – Т. 87, № 2. – С. 234.
12. Рыльков, В.В. Транспортные свойства магнитных наногранулированных композитов с диспергированными ионами в изолирующей матрице / В.В. Рыльков, С.Н. Емельянов, К.Э. Николаев и др. // *ЖЭТФ*. – 2020. – Т. 158, № 1. – С. 164-183.
13. Блинов, М.И. Магнитотранспортные свойства тонких плёнок  $\text{Ni}_{49.7}\text{Fe}_{17.4}\text{Co}_{4.2}\text{Ga}_{28.7}$  / М.И. Блинов, В.Н. Черненко, В.Н. Прудников и др. // *ЖЭТФ*. – 2021. – Т. 159, № 3. – С. 546-552.
14. Larionov, K.V. Insights into the regularity of the formation of 2D 3d transition metal monocarbides / K.V. Larionov, G. Seifert, P.V. Sorokin // *Nanoscale* – 2020. – V. 12. – P. 13407.
15. Погребняк, А.Д. Защитные покрытия с наноразмерной многослойной архитектурой: современное состояние и перспективы / А.Д. Погребняк, М.А. Лисовенка, В.В. Турлыбекулы, В.В. Буранович // *УФН*. – 2021. – Т. 191, № 3. – С. 262-291.
16. Васьковский, В.О. Многоуровневое межслойное взаимодействие в слоистых пленочных структурах / В.О. Васьковский, П.А. Савин, В.Н. Лепаловский, А.А. Рязанцев // *Физика твердого тела*. – 1997. – Т. 39, № 12. – С. 2191–2194.

17. Васьковский, В.О. Магнетизм слоев Co в составе многослойных плёнок Co/Si / В.О Васьковский, Г.С Патрин, Д.А. Великанов и др. // Физика твердого тела. – 2007. – Т. 49, № 2. – С. 291–296.
18. White, H.J. AFM and TEM studies of polymer nanocomposite materials / H. White, J. Fenton // European Microscopy and Analysis. – 2003. – № 7. – P. 21–23.
19. Фельц, А. Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела / А Фельц. – М. : Мир, 1986. – 556 с.
20. Ohnuma, H. Microstructures and magnetic properties of Co-Al-O granular thin films / M. Ohnuma, K. Hono, E. Abe et al. // J. Appl. Phys. – 2000. – V. 87, № 2. – P. 817–823.
21. Kolobov, A.V. The Formation of Copper Nanoclusters in SiO<sub>2</sub> Studied by X-Ray Absorption Spectroscopy / A.V. Kolobov, H. Oyanagai, S.A. Gurevich et al. // Surface Analysis. – 1997. – V. 3, № 2. – P. 486–490.
22. Закгейм, Д.А. Температурная зависимость проводимости композитных плёнок Cu:SiO<sub>2</sub> эксперимент и численное моделирование / Д.А. Закгейм, И.В. Рожанский, И.П. Смирнова, С.А. Гуревич // ЖЭТФ. – 2000. – Т. 118, № 3(9). – С. 637–646.
23. Fujimori, H. Giant magnetoresistance in insulating granular films and planar tunneling junctions / H. Fujimori, S. Mitani K. Takanashi // Mat.Sci.Eng.A. – 1999. – V. 267, № 2. – P. 184–192.
24. Dieny, B. Spin-dependent tunneling in discontinuous metal/insulator multilayers. Journal of magnetism and magnetic materials / B. Dieny, S. Sankar, M. McCartney et al. // JMMM. – 1998. – V. 185, № 3. – P. 283–292.
25. Yakushijia, K. Composition dependence of particle size distribution and giant magnetoresistance in Co–Al–O granular films / K. Yakushijia, S. Mitania, K. Takanashia et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2000. – V. 212, № 1-2. – P. 75–81.

26. Ohnuma, M. Distribution of Co Particles in Co-Al-O Granular Thin Films / M. Ohnuma, K. Hono, H. Onodera et al. // Journal of Metastable and Nanocrystalline Materials. – 1999. – V. 1. – P. 171–176.
27. Abeles, B. Structural and electrical properties of granular metal films / B. Abeles, P. Sheng, M. Coutts, Y. Arie // Advances in Physics. – 2006. – V. 24, № 3. – P. 407–461.
28. Pohorilyi, A.N. Effect of annealing and chemical composition on the giant magnetoresistance of electron beam deposited  $\text{Co}_x\text{Cu}_{(100-x)}$  ( $11 \leq x \leq 45$ ) granular films / A.N Pohorilyi, F. Kravetz, E.V. Shipil, et al // JMMM. – 1998. – V. 186, № 1–2. – P. 87–96.
29. Sumiyama, K. Structural and magnetic evolution in granular Fe-Ag alloys produced by the cluster beam technique / K. Sumiyama, K. Suzuki, S.A. Makhoulouf et al. // Mat. Sci. & Eng. – 1995. – V. 31. – P. 133–139.
30. Omata, Y. Thermal stability of softmagnetic properties of Co-(Nb,Ta)-(Zr,Hf) films with high saturation magnetization / Y. Omata, H. Sakakima // Transactions on magnetics. – 1987. – V. 23, № 5. – P. 1005–1008.
31. Gittleman, J.I. Magnetic Properties of Granular Nickel Films / J.I. Gittleman, Y. Goldstein, S. Bozowski // Physical Review B5. – 1972. – V. 5, № 9. – P. 3609-3621.
32. Guzman, J.I. Magnetic properties of sputtered bilayer and laminated CoZr/SiO<sub>2</sub> thin films / J.I. Guzman, P.V. Koeppe, M.N. Kryder // Transactions on magnetics. – 1988. – V. 24, № 6. – P. 1095–1101.
33. Gurumrugan, K. Magnetron sputtered transparent conducting CdO thin films / K. Gurumrugan, D. Mangalaraj, K. Narayandass // Journal of Electronic Materials. – 1996. – V. 25, № 4. – P. 2011–2023.
34. Ohnuma, M. Microstructure of Co-Al-O granular thin films / H. Ohnuma, K. Hono, H. Onoder et al. // J. Appl.Phys. – 1997. – V. 82, № 11. – P. 5646–5652.
35. Wu, L.Z. Particle size influence to the microwave properties of iron Based magnetic particulate Composites / L.Z. Wu, J. Ding, H.B Jiang et al. // J. Magn. And Magn. Mat. – 2005. – V. 285, № 1. – P. 233–239.

36. Ramprasad, R. Magnetic properties of metallic Ferromagnetic nanoparticle Composites / R. Ramprasad, P. Zurcher, M. Petras et al. // *Appl. Phys.* – 2004. – V. 96, № 11. – P. 519–529.
37. Ситников, А.В. Магнитные свойства и особенности формирования структуры наногранулированных композитов металл-диэлектрик / А.В. Ситников // *Материаловедение.* – 2010. – № 3. – С. 49–61.
38. Аль Аззави, Х.С.М. Структура и электрические свойства многослойных плёнок на основе композитов ферромагнетик-диэлектрик / Х. Аль Аззави, К.Г. Королев, В.А. Макагонов и др. // *Вестник Воронежского государственного технического университета.* – 2015. – Т. 11, № 5. – С. 100–107.
39. Fedotova, J. Effect of oxid shells on magnetic and magnetotransport characteristics of oxidized FeCoZr nanogranules in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> / J. Fedotova, J. Kasiuk, J Przewoznik et al. // *Journal of Alloys and Compounds.* – 2011. – V. 509, № 41. – С. 9869–9875.
40. Saad, A.M. Structure and electrical properties of CoFeZr-Aluminium oxide nanocomposite films / A.M. Saad, A.V. Mazanik, Yu.E. Kalinin et al. // *Rev. Adv. Mater. Sci.* – 2004. – V. 8. – P. 152–157.
41. Абрьчкин, А.А. Высокочастотные магнитные свойства композитов (Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>)<sub>x</sub>(C)<sub>100-x</sub> / А.А. Абрьчкин, А.А. Алешников, Ю.Е. Калинин и др. // *Вестник Воронежского государственного технического университета.* – 2012. – Т. 8, № 11. – С. 71–76.
42. Антонец, И.В. Наноструктура аморфных гранулированных композитных плёнок (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>)<sub>x</sub>(Zr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub> / И.В. Антонец, Е.А. Голубев, Л.Н. Котов // *Изв. Коми науч. центра УрО РАН.* – 2015. – № 1 (21). – С. 13–21.
43. Coey, J. *Magnetism and Magnetic Materials* / J. Coey. – Cambridge: Cambridge University Press, 2010. – 633 p.
44. Ландау, Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Ландау Л. Д.: собр. тр.: под ред. Е. М. Лифшица – М.: Наука, 1969. – Т. 1. – С. 128–143.

45. Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А.Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – 464 с.
46. Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А.Г. Гуревич. – М.: Физматлит, 1994. – 461 с.
47. Вонсовский, С.В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро и антиферромагнетиков / С.В. Вонсовский. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
48. Моносов, Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс / Я.А. Моносов. – М.: Наука, 1971. – 210 с.
49. Тябликов, С.В. Методы квантовой теории магнетизма / С.В. Тябликов. – М.: Наука : Гл. ред. физ.-мат. лит., 1965. – 336 с.
50. Giesen, F. Magnetization Dynamics of Nanostructured Ferromagnetic Rings and Rectangular Elements: Dissertation zur Erlangungen des Doktorgrades am Fachberich Physik der Universitat Hamburg / Fabian Giesen. – Hamburg, 2005. – 169 p.
51. Ивановский, В.И. Физика магнитных явлений : семинары / В.И. Ивановский, Л.А. Черникова : под редакцией проф. Е.И. Кондорского. – М.: изд-во Моск. ун-та, 1981. – 288 с.
52. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – 623 с.
53. Голдин, Б.А. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) / Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. – Л.: Наука, 1991. – 149 с.
54. Hesse, J. Different susceptibilities of nanosized single-domain particles derived from magnetization measurements / J. Hesse, H. Bremers, O. Hupe et al. // JMMM. – 2000. – V. 212, № 1–2. – P. 153–167.
55. Sankar, S. Magnetic correlations in non-percolated Co–SiO<sub>2</sub> granular films / S. Sankar, D. Dender, J.A Borchers et al. // JMMM. – 2000. – V. 221, № 1–2. – P. 1–9.
56. Slonczewski, J.C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by tunneling barrier / J.C. Slonczewski // Physical Review B. – 1989. – V. 39, № 10. – P. 6995–7002.

57. Aharoni, A. Micromagnetics: past, present and future / A. Aharoni // *Physica B*. – 2001. – V. 306. – P. 1–9.
58. El-Hilo, M. A model of interaction effects in granular magnetic solids / M. El-Hilo, R.W. Chantrell, K. O’Grady et al. // *J. Appl. Phys.* – 1998. – T. 84, № 9. – P. 5114–5122.
59. Du, Y.W. Intergranule interaction in magnetic granular films / Y.W. Du, H. Sang, Q.Y. Xu et al. // *Material Science and Engineering: A*. – 2000. – V. 286, № 1. – P. 58–64.
60. Jung, S. Micromagnetic calculations of ferromagnetic resonance in submicron ferromagnetic particles / S. Jung, J.B. Ketterson, V. Chandrasekhar // *Phys. Rev. B*. – 2002. – V. 66, № 13. – P. 132405.
61. Valstyn, E.P. Ferromagnetic Resonance of Single-Domain Particles / E.P. Valstyn, J.P. Hanton, A.H. Morrish // *Phys. Rev. B*. – 1962. – V. 128, № 5. – P. 2078–2088.
62. Netzelmann, U. Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes / U. Netzelmann // *J. Appl. Phys.* – 1990. – V. 68, № 4. – P. 1800–1807.
63. Kakazei, G.N. Ferromagnetic resonance in granular thin films / G.N. Kakazei, A.F. Kravets, N.A. Lesnik et al. // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V. 85, № 8. – P. 5654–5656.
64. Baea, C.J. Inter-particle and interfacial interaction of magnetic nanoparticles / C.J. Baea, Y. Hwanga, J. Parkb et al. // *JMMM*. – 2007. – V. 310, № 2. – P. e806–e808.
65. Котов, Л.Н. О магнитной переориентации СВЧ-полем в антиферромагнитных наночастицах / Л.Н. Котов, Л.С. Носов, А.В. Голов, В.А. Устюгов // *Вестник Челябинского государственного университета. Серия Физика*. – 2011. – Т. 39(254), № 12. – С. 15–18.
66. Котов, Л.Н. Структура и ширина линии ФМР композитных плёнок состава  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_y$ ,  $0.26 < x < 0.63$  / Л.Н. Котов, В.А. Устюгов, Ф.Ф. Асадуллин и др. // *Вестник Челябинского государственного университета. Серия Физика*. – 2013. – Т. 25(316), № 18. – С. 23–26.

67. Котов, Л.Н. Влияние отжига на структуру и ширину линии ферромагнитного резонанса композитных плёнок  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_y$  / Л.Н. Котов, В.А. Устюгов, В.С. Власов и др. // Известия Коми научного центра Уральского отделения РАН. – 2013. – Т. 4. – С. 11–14.
68. Guskos, N. Low concentration magnetic nanoparticle and localized magnetic centers in different materials: studies by FMR/EPR method / N. Guskos // Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering. – 2012. – V. 54, № 1. – P. 25–38.
69. Anderson, P.W. Exchange narrowing in paramagnetic resonance / P.W. Anderson, P.R Weiss // Reviews of Modern Physics. – V. 25, № 1. – P. 269-277.
70. Волошинский, А.Н. О ширине линии ферромагнитного резонанса в металлах и сплавах / А.Н. Волошинский, Н.В. Рыжанова, Е.А. Туров // Письма в ЖЭТФ. – 1976. –Т. 23, № 5. – С. 280–283.
71. Котов, Л.Н. Переориентация вектора намагниченности в однодоменной частице импульсом высокочастотного поля / Л.Н. Котов, Л.С. Носов // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, №. 20. – С. 38–42.
72. Bertram, H.N. Fundamentals of the Magnetic Recording Process / H. Bertram // Proceedings of the IEEE. – 1986. –V. 74, № 11. – P. 1494–1512.
73. Bertram, H.N. Theory of magnetic recording / H. Bertram. – Cambridge : Cambridge University Press, 1994. – 373 p.
74. Bottoni, G. Magnetization processes in iron particles for magnetic recording / G. Bottoni, D. Candolfo, A. Cecchetti et al. // JMMM. – 1992. – V. 104. – P. 961–962.
75. Котов, Л. Н. Переориентация намагниченности в однодоменных частицах и отклик на импульс поля / Л.Н. Котов, Л.С. Носов // ЖТФ. – 2005. – Т. 75, № 10. – С. 55–60.
76. Устюгов, В.А. Исследование распределений размеров частиц и магнитных свойств композитных плёнок с различными металлическими и диэлектрическими фазами : Диссертация на соискание учёной степени

- кандидата физико-математических наук : 01.04.07 : защищена 16.05.2014 / Устюгов Владимир Александрович. – Челябинск, 2014. – 121 с.
77. Тарасевич, Ю.Ю. Перколяция: теория, приложения, алгоритмы: Учеб. пособие / Ю.Ю. Тарасевич. – М.: Едиториал УРСС, 2002. – 112 с.
78. Broadbent, S.K. Percolation processes I. Crystals and mazes / S.K Broadbent, J.M Hammersley // *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. – 1957. – V. 53, № 3. – P. 629–641.
79. Neugebauer, C.A. Resistivity of Cermet Films Containing Oxides of Silicon / C.A. Neugebauer // *Thin Solid Films*. – 1970. – V. 6, № 6. – P. 443–447.
80. Шкловский, Б.И. Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред / Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос // *УФН*. – 1975. – Т. 117, № 3. – С. 401–436.
81. Efros, A.L. Conduction of nanostructured metall – insulator / A.L. Efros, B.I. Shklovski // *Phys. Stat. Solid. B*. – 1976. – № 76. – P. 475–490.
82. Denardin, J.C. Giant Hall effect in Co-SiO<sub>2</sub> nanocomposites / J.C. Denardin, A.B. Pakhomov, M. Knobel et al. // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 2000. – V. 12, № 14. – P. 3397–3399
83. Sheng, P. Hopping Conductivity in Granular Metals / P. Sheng, B. Abeles, Y. Arie // *Physical review letters*. – 1973. – V. 31, № 1. – P. 44–47.
84. Мейлихов, Е.З. Термоактивированная проводимость и вольт-амперная характеристика диэлектрической фазы гранулированных металлов / Е.З. Мейлихов // *ЖЭТФ*. – 1999. – Т. 115, № 4. – С. 1484–1496.
85. Глазман, Л.И. Неупругое туннелирование через тонкие аморфные плёнки / Л.И. Глазман, К.А. Матвеев // *ЖЭТФ*. – 1988. – Т. 94, № 6. – С. 332–343.
86. Глазман, Л.И. Неупругое резонансное туннелирование электронов через потенциальный барьер / Л.И. Глазман, Р.И. Шехтер // *ЖЭТФ*. – 1988. – Т. 94, № 1. – С. 292–306.
87. Луцев, Л.В. Электронный транспорт в гранулированных плёнках аморфного углерода с наночастицами кобальта / Л.В. Луцев, Т.К. Звонарева, В.М. Лебедев // *Письма в ЖТФ*. – 2001. – Т. 27, № 15. – С. 84–89.

88. Луцев, Л.В. Электронный транспорт в магнитном поле в гранулированных плёнках аморфной двуокиси кремния с ферромагнитными наночастицами / Л.В. Луцев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников и др. // ФТТ. – 2002. – Т. 44, № 10. – С. 1802–1810.
89. Helman, J.S. Tunneling of Spin-Polarized Electrons and Magnetoresistance in Granular Ni Films / J.S. Helman, B. Abelest // Physical review letters. – 1976. – V. 37, № 21. – P. 1429–1432.
90. Yakushijia, K. Composition dependence of particle size distribution and giant magnetoresistance in Co–Al–O granular films / K. Yakushijia, S. Mitani, F. Ernultb et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2000. – V. 212, № 1–2. – P. 75–81.
91. Lutsev, L.V. Spin wave scattering and intermode transitions induced by the magnetic vortex lattice in the ferrite–high-temperature superconductor film structure / L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83, № 11. – P. 7330.
92. Луцев, Л.В. Электронный транспорт в наноразмерной кластерной структуре углерод-медь / Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, В.И. Сиклицкий // ФТТ. – 2000. – Т. 42, № 6. – С. 1105–1112.
93. Власов, В.С. Особенности формирования статической и динамической проводимости композиционной плёнки, содержащей наногранулы металла в диэлектрической матрице / В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов // Радиотехника и электроника. – 2014. – Т. 59, № 9. – С. 882–896.
94. Антонец, И.В. Механизм динамической проводимости аморфных наногранулированных плёнок «металл-диэлектрик» в диапазоне сверхвысоких частот / И.В. Антонец, Л.Н. Котов, О.А. Кирпичёва и др // Журнал радиоэлектроники. – 2014. – № 4. – С. 1–45.
95. Антонец, И.В. Проводящие и отражающие свойства плёнок нанометровых толщин из различных металлов / И.В. Антонец, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов // РЭ. – 2006. – Т. 51, № 12. – С. 1481–1487.

96. Антонец, И.В. Статическая и динамическая проводимость аморфных наногранулированных композитов "металл-диэлектрик" / И.В. Антонец, Л.Н. Котов, О.А. Кирпичёва, и др // Радиотехника и электроника. – 2015. – Т. 60, № 8. – С. 830.
97. Антонец, И.В. Динамическая проводимость аморфных наногранулированных плёнок в диапазоне сверхвысоких частот / И.В. Антонец, Л.Н. Котов, Ю.Е. Калинин и др. // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, № 14. – С. 1–6.
98. Qiu, J. Effects of radio-frequency noise suppression on the microstrip line using FeCoNiB soft magnetic thin films / J. Qiu // Journal of Applied Physics. – 2013. – V. 113, № 4. – P. 043922.
99. Sohn, J. Si-based electromagnetic noise suppressors integrated with a magnetic thin film / J. Sohn, S.H. Han, M. Yamaguchi, S.H. Lim // Applied Physics Letters. – 2007. – V. 90, № 14. – P. 143520.
100. Qiu, J. RF noise suppressor using FeCoNiB soft magnetic thin films on the microstrip line / J. Qiu // Journal of Alloys and Compounds. – 2013. – V. 560. – P. 6–9.
101. Lu, G. High-frequency properties and thickness-dependent damping factor of FeCo–SiO<sub>2</sub> thin films / G. Lu, H. Zhang, J.Q. Xiao et al. // IEEE Transactions on Magnetics. – 2012. – V. 48, № 11. – P. 3654–3657.
102. Liu, X.L. Influence of total film thickness on high-frequency magnetic properties of the [FeCoSiN/SiNx]<sub>n</sub> multilayer thin films / X.L. Liu, L.S. Wang, R. Xu et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2015. – V. 374. – P. 85–91.
103. Yamaguchi, M. Thin-film RF noise suppressor integrated in a transmission line / M. Yamaguchi, K. Kim, T. Kuribara, K. Arai // IEEE Transactions on Magnetics. – 2002. – V. 38, № 5. – P. 3183–3185.
104. Yao, D. Study on microstructure and soft magnetism of (Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>x</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>1-x</sub> nano-granular films with very high ferromagnetic resonance frequency / D. Yao, S. Ge, X. Zhou // Physica B: Condensed Matter. – 2010. – V. 405, № 5. – P. 1321–1324.

105. Ge, S. Microstructure and magnetism of FeCo–SiO<sub>2</sub> nano-granular films for high frequency application / S. Ge, D. Yao, M. Yamaguchi // *Journal of Physics D: Appl. Phys.* – 2007. – V. 40. – P. 3660.
106. Aoqui, S. Uniaxial anisotropy field and crystalline structures of (CoFe)–(SiO<sub>2</sub>) magnetic thin film for operating in the GHz frequency / S. Aoqui, M. Munakata // *Materials Science and Engineering: A.* – 2005. – V. 413–414. – P. 550–554.
107. Herzer, G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets / G. Herzer // *IEEE Transactions on Magnetics.* – 1990. – V. 26, № 5. – P. 1397–1402.
108. Антонец, И.В. Наноструктура и проводимость аморфных гранулированных композитных плёнок (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub> / И.В. Антонец, Е.А. Голубев, Л.Н. Котов и др. // *ЖТФ.* – 2016. – Т. 86, № 3. – С. 98.
109. Antonets, I.V. Influence of composition and nanogranular structure of (Co+Fe+Zr)/(ZrO) composite films on conductivity and microwave reflective properties / I.V. Antonets, L.N. Kotov, E.A. Golubev // *Materials Chemistry and Physics.* – 2020. – V. 240. – P. 122097.
110. Лукашевич, М.Г. Введение в магнитоэлектронику: курс лекций для студентов физического факультета / М.Г. Лукашевич. – Минск: БГУ, 2003. – 73 с.
111. Морозов, А.И. Фрустрированные магнитные наноструктуры / А.И. Морозов, А.С. Сигов. – Москва: Физматлит, 2017. – 141 с.
112. Krebs, J.J. Magnetoresistance origin for nonresonant microwave absorption in antiferromagnetically coupled epitaxial Fe/Cr/Fe (001) sandwiches / J.J. Krebs, P. Lubitz, A. Chaiken и G.A. Prinz // *Journal of applied physics.* – 1991. – V. 69, № 8. – P. 4795–4797.
113. Jacquet, J.J. A new magneto-optical effect discovered on magnetic multilayers: the magnetorefractive effect / J.C. Jacquet, T. Valet // *MRS Online Proceedings Library (OPL).* – 1995. – V. 384. – P. 477–490.
114. Ustinov, V.V. Microwave magnetoresistance of Fe/Cr multilayers in current-perpendicular-to-plane geometry / V.V. Ustinov, A.B. Rinkevich,

- L.N. Romashev // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1999. – V. 198–199. – P. 82–84.
115. Rausch, T. High frequency giant magnetoresistance in evaporated Co/Cu multilayers deposited on Si (111) and Si (100) / T. Rausch, T. Szczurek, M. Schlesinger // *Journal of applied physics*. – 1999. – V. 85, № 1. – P. 314–318.
116. Ustinov, V.V. Correlation between microwave transmission and giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices / V.V. Ustinov, A.B. Rinkevich, L.N. Romashev, V.I. Minin // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 1998. – V. 177. – P. 1205–1206.
117. Frait, Z. Microwave and dc differential giant magnetoresistance study of iron/chromium superlattices / Z. Frait, P. Sturc, K. Temst, Y. Bruynserade, I. Vavra // *Solid state communications*. – 1999. – V. 112, № 10 – P. 569–574.
118. Ситников, А.В. Электрические и магнитные свойства наногетерогенных систем металл-диэлектрик: Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук : 01.04.07 / Ситников Александр Викторович. – Воронеж, 2010. – 321 с.
119. Уколова, Г.Г. Передающие линии СВЧ / Г.Г. Уколова. – Владивосток: ДВГТУ, 1997. – 72 с.
120. Баскаков, С.И. Радиотехнические цепи с распределёнными параметрами / С.И. Баскаков. – Москва : Высш. школа, 1980. – 152 с.
121. Гуревич, А.Г. Магнитные колебания и волны / А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. – М. : Физматлит, 1994. – 464 с.
122. Smith, A.B. Magnetostriction constants from ferromagnetic resonance / A.B. Smith, R.V. Jones // *J. Appl. Phys.* – 1963. – V. 34, № 4. – P. 1283–1284.
123. Миронов, В.Л. Магнитно-резонансная силовая микроскопия ферромагнитных наноструктур / В.Л. Миронов. – Нижний Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2016. – 42 с.
124. Гоноровский, И.С. Радиосигналы и переходные явления в радиоцепях / И.С. Гоноровский. – М. : Государственное издательство литературы по вопросам связи и радио, 1954. – 330 с.

125. Демирчан, К.С. Теоретические основы электротехники / К.С. Демирчан, Н.В. Коровкин, В.Л. Чечурин. – СПб. : Питер, 2003. –576 с.
126. Тлявлин, А.З. Прохождение сигнала по существенно неоднородной многопроводной линии / А.З. Тлявлин, В.Х. Ясовеев, Р.Ф. Зайнуллин, Т.И. Адиев // Вестник УГАТУ. – 2013. – № 4 (57). – Р. 135–142.
127. Гроднев, И.И. Линии связи: Учебник для вузов. – 4-е изд., перераб. и доп. / И.И. Гроднев, Н.Д. Курбатов. – М. : Связь, 1980. – 440 с.
128. Бачелис, Д.С. Электрические кабели, провода и шнуры / Д.С. Бачелис, Н.И. Белоруссов, А.Е. Саакян. – М. : Энергия, 1971. –704 с.
129. Калантаров, П.Л. Расчет индуктивностей: Справочная книга / П.Л. Калантаров, А.А. Цейтлин. – Л. : Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1986. – 488 с.