

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

На правах рукописи

Уткин Александр Андреевич

**Состав, структура, температурные и полевые зависимости
проводящих и магнитных свойств метал-диэлектрических
композитных плёнок**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание
учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Котов Леонид Нафанаилович

Сыктывкар – 2023

Оглавление

Общая характеристика работы.....	5
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	12
1.1. Влияние состава композитных плёнок на их структуру	12
1.1. Взаимодействие микро- и нано-гранул с магнитным полем	15
1.2. Электропроводность композитных плёнок металл-диэлектрик.....	19
1.3. Магнитная проводимость метал-диэлектрических композитных плёнок.....	22
1.4. Ферромагнитный резонанс в тонких гранулированных металл- диэлектрических плёнках.....	27
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВОВ, ТОЛЩИН, МИКРОСТРУКТУРЫ, МАГНИТНЫХ, ПРОВОДЯЩИХ И ФМР СВОЙСТВ, И СИНТЕЗА КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК	34
2.1. Сканирующая электронная микроскопия	34
2.1.1. Измерения линейных размеров.....	37
2.2. Энергодисперсионный микроанализ	39
2.3. Электросиловая и магнитно-силовая микроскопии.....	41
2.4. Методика и техника низкотемпературных измерений намагниченности и восприимчивости	43
2.5. Методика и техника низкотемпературных измерений проводимости	46
2.6. Составы, толщины и структура исследуемых плёнок	48
ГЛАВА 3. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И МАГНИТО-ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ И ПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ МЕТАЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЁНОК.....	60

3.1. Температурные зависимости намагниченности и параметров гистерезиса композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2$) в магнитных полях 0 - 5 Тл.....	60
3.2. Петли гистерезиса для композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2$)	62
3.3. Температурные зависимости проводимости композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2$) в магнитных полях 0 и 1 Тл.....	65
3.4. Температурные зависимости магнитной проводимости плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2$) в поле 1 Тл.....	68
3.5. Температурные зависимости намагниченности и параметров гистерезиса композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) в магнитных полях 0 - 5 Тл 71	
3.6. Петли гистерезиса для композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$).....	73
3.7. Температурные зависимости проводимости композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) в магнитных полях 0, 1 и 5 Тл	77
3.8. Температурные зависимости магнитной проводимости плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) в полях 1, 5 и 9 Тл	78
ГЛАВА 4. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК.....	81
4.1. Концентрационные зависимости параметров (положения (резонансного поля) и ширины линии) ФМР композитных плёнок ($\text{CoFeZr}+\text{Zr}_2\text{O}+\text{N}_2$), ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2$), ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$), ($\text{CoFeB}+\text{MgO}$), ($\text{CoTaNb}+\text{SiO}_2$) и ($\text{CoTaNb}+\text{MgO}$) при $T = 77, 295 \text{ K}$	81
4.2. Угловые зависимости параметров (положения (резонансного поля) и ширины линии) ФМР композитных плёнок ($\text{CoTaNb}+\text{SiO}_2$) и ($\text{CoTaNb}+\text{MgO}$).....	86
4.3. Ферромагнитный резонанс в композитных плёнках ($\text{CoFeB}+\text{MgO}$) и ($\text{CoTaNb}+\text{MgO}$) с разными структурами	91

Заключение	99
Список сокращений и обозначений	101
Список публикаций автора по теме диссертации	102
Список цитированной литературы	106

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Физика композиционных наноструктурных материалов является сегодня быстро развивающейся научной областью. Перспективными материалами для новых исследований в области СВЧ магнитоэлектроники являются гетерогенные структуры – тонкие композитные плёнки, состоящие из металлических и диэлектрических областей. Интерес для исследований представляют собой электрические и магнитные свойства таких плёнок, а в связи с ними – исследование микро- и наноструктуры этих плёнок, и их размерных эффектов [1-3]. Особый интерес представляют собой исследования наногранулированных композитов с аморфной металлической фазой в контексте их сравнения с уже известными фундаментальными механизмами электропереноса, присущими наногранулированным композитам с кристаллическими металлическими гранулами. Знание магнитных и электрических свойств тонких композитных плёнок необходимо также для понимания вклада в эти свойства нано- и микроструктуры композитных плёнок и объяснения механизмов отражения, поглощения электромагнитных волн [4, 5]. Особая привлекательность исследований композитов заключается в возможности создания материалов с уникальными свойствами, такими как, сильное изменение электрических и магнитных свойств под действием ультракоротких импульсов электрических и магнитных полей. Экспериментальные исследования и моделирование структурных параметров, химического состава композитных пленок, поиск связи материальных параметров (толщина плёнок, размер гранул) с магнитными и электрическими свойствами, позволят в будущем оптимизировать процессы промышленного синтеза подобных материалов для конкретных практических применений [6-11]. Перечисленные свойства композитных плёнок, а также их большая устойчивость к коррозии и к окислению, может открыть новые возможности

их применения в различных областях, таких как электроника, энергетика, сенсорика и каталитические процессы. Для получения полной картины о физических свойствах и процессах, сопровождающих синтез таких композитов, важно исследовать параметры их образования и механизмы релаксации, происходящие в ходе синтеза этих плёнок.

Целью работы являлось установление закономерностей магнитных, проводящих и магнито-проводящих и ферромагнитных резонансных свойств и их связей с составом, микро- и наноструктурой композитных металл-диэлектрических плёнок.

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

1. Определение составов и толщин композитных метал-диэлектрических плёнок 6 серий с различными концентрациями металлического сплава.
2. Получить изображения рельефа и магнито-фазового контраста композитных плёнок на лавсановой подложке следующих составов: $(\text{CoFeB}+\text{SiO}_2)$, $(\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2)$, $[(\text{CoTaNb}+\text{MgO})]$.
3. Провести измерения температурных зависимостей магнитных и проводящих свойств и рассчитать температурные зависимости магнитной проводимости для композитных плёнок $(\text{CoFeB}+\text{SiO}_2)$, $(\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2)$ в интервале температур 2 - 400 К и в интервале магнитных полей 0 - 5 Тл.
4. Провести измерения магнито-полевых спектров и рассчитать концентрационные и угловые зависимости параметров (ширины и положения линии) ферромагнитного резонанса (ФМР) композитных плёнок, содержащих различные металлические сплавы CoFeB , CoTaNb , CoFeZr и диэлектрики SiO_2 , MgO , ZrO .

Основные положения, выносимые на защиту

1. Изображения рельефа и магнито-фазового контраста металл-диэлектрических композитных плёнок 3 серий с составами

(CoFeB+SiO₂), (CoFeB+SiO₂+N₂), (CoTaNb+MgO). При малых концентрациях металлического сплава $x = 0,23-0,33$ композитные плёнки имеют гранулированную микроструктуру с размерами гранул 20-50 нм. Для средних концентраций $x=0,4-0,7$ плёнкам свойственна гранулярно-перколяционная микроструктура. Для больших концентраций $x = 0,75-0,88$ композитные плёнки имеют перколяционную микроструктуру.

2. Температурные зависимости намагниченности и удельной проводимости композитных плёнок (CoFeB+SiO₂), (CoFeB+SiO₂+N₂) с концентрациями металлического сплава $x = 0,33-0,7$ в интервале температур 2–400 К и в интервале магнитных полей 0-5 Тл. Для композитных плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂), находящихся в магнитном поле 5 Тл, наблюдается монотонное уменьшение намагниченности с ростом температуры от 2 до 400 К. Наибольшее значение намагниченности наблюдается для плёнок с максимальной $x = 0,52$, а наименьшее значение - для плёнок с минимальной $x=0,33$. Для плёнок этой серии наблюдается линейное увеличение удельной проводимости с ростом температуры от 80 до 400 К. Это свидетельствует о том, что композитные плёнки в этом интервале температур обладают полупроводниковым характером проводимости.
3. Для плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂) при концентрации $x=0,46$, для которых характерна гранулированная структура, наблюдается положительная магнитная проводимость в интервале температур 100-400К, которая достигает 120% при температуре $T=220$ К. Для плёнок с $x=0,52$, для которой преобладает перколяционная структура, в интервале температур 100-400 К наблюдается отрицательная магнитная проводимость, которая достигает 20% при $T=320$ К. Для плёнок с другими концентрациями, имеющих гранулярно-перколяционную структуру, характерны малые значения магнитной проводимости до 5 %,

а их температурное поведение в интервале 2-300 К имеет не монотонный характер.

4. Экспериментальные и теоретические функциональные зависимости параметров (положения (резонансного поля) и ширины линии) ферромагнитного резонанса (ФМР) от концентрации металлического сплава x композитных плёнок с составами $(\text{CoTaNb}+\text{MgO})$, $(\text{CoFeV}+\text{MgO})$. В теоретических формулах параметры ФМР выражены через внутренний коэффициент размагничивания метал-диэлектрической плёнки, который находится через концентрацию x и пористость плёнки.
5. Концентрационные зависимости параметров ФМР при углах из интервала $0-90^\circ$ между направлением постоянного магнитного поля и плоскостью плёнки при $T=300$ К. Угловые зависимости в интервале концентраций $0.25-0.88$ для композитных плёнок составами $(\text{CoTaNb}+\text{MgO})$, $(\text{CoTaNb}+\text{SiO}_2)$. Параметры ФМР в большей степени определяются типом микроструктуры плёнок, среди которых можно выделить: гранулированную, перколяционную, гранулярно-перколяционную микроструктуры.

Научная новизна работы

1. Впервые микроструктура композитных плёнок разделена на следующие основные типы: гранулярная, гранулярно-перколяционная и перколяционная микроструктуры. Определены интервалы составов плёнок, для которых характерны эти микроструктуры на примере плёнок с составами $(\text{CoFeV}+\text{SiO}_2)$, $(\text{CoFeV}+\text{SiO}_2+\text{N}_2)$, $(\text{CoTaNb}+\text{MgO})$.
2. Получены температурные зависимости намагниченности и удельной проводимости композитных плёнок $(\text{CoFeV}+\text{SiO}_2)$, $(\text{CoFeV}+\text{SiO}_2+\text{N}_2)$ в интервале температур 2–400 К и в интервале магнитных полей 0-5 Тл. Результаты этих исследований являются новыми и уникальными,

поскольку получены на современном научном оборудовании мирового уровня.

3. Для композитных плёнок ($\text{CoFeV}+\text{SiO}_2+\text{N}_2$) при концентрации $x=0.46$, для которых характерна гранулированная структура, выявлена большая по величине положительная магнитная проводимость в интервале температур 100-400 К, которая достигает 120% при температуре $T=220$ К.
4. Получены экспериментальные и теоретические функциональные зависимости параметров (положения (резонансного поля) и ширины линии) ферромагнитного резонанса (ФМР) от концентрации металлического сплава x композитных плёнок с составами ($\text{CoTaNb}+\text{MgO}$), ($\text{CoFeV}+\text{MgO}$).
5. Впервые получены угловые зависимости в интервале концентраций 0.25-0.88 для композитных плёнок ($\text{CoTaNb}+\text{MgO}$), ($\text{CoTaNb}+\text{SiO}_2$). Концентрационные зависимости параметров ФМР при углах из интервала $0-90^\circ$ между направлением постоянного магнитного поля и плоскостью плёнки при $T=300$ К. показано, что параметры ФМР в большей степени определяются типом микроструктуры плёнок, среди которых можно выделить: гранулированную, перколяционную, гранулярно-перколяционную микроструктуры.

Практическая значимость исследования

1. Разработана методика измерений химического состава и толщины композитных плёнок. На основе разработанной методики измерений толщины композитных плёнок подана заявка на патент.
2. Обнаружена большая по величине положительная магнитная проводимость, достигающая 120 % в композитных плёнках В серии, что позволит создавать на основе композитных плёнок различные СВЧ переключающие устройства.

3. Выявлена функциональная связь параметров ФМР с микроструктурой плёнок, которая позволит предсказывать микроструктуру композитных плёнок на основании измерений спектров ФМР.

Достоверность, представленных в диссертации результатов, подтверждается их воспроизводимостью, надёжностью применённых методов исследования и обработки данных, а также использованием установок и оборудования мирового уровня в научном центре СПбГУ. Полученные результаты были признаны научной общественностью при обсуждениях на специализированных конференциях и опубликованы в рецензируемых научных журналах.

Личный вклад автора состоит в разработке методик и проведение экспериментов по определению химического состава, толщины плёнок и по исследованию композитных плёнок методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Сделаны расчёты температурных зависимостей магнитной проводимости, концентрационных и угловых зависимостей характеристик ФМР. Автором были выполнены обработка экспериментальных результатов измерений температурных зависимостей магнитных и проводящих характеристик композитным плёнок А, В серий, выполненных в ресурсном центре научного парка СПбГУ. Был сделан анализ, проведено обсуждение результатов и оформления их в виде научных публикаций.

Апробация работы. Основные результаты работы и защищаемые положения диссертационной работы были доложены на конференциях: VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (Казань, 2022); International Conference «Functional Materials», ICFM (Симферополь, 2021, 2013); XXIV международная конференция «Новое в магнетизме и в магнитных материалах» (Москва, 2021); Международная конференция «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах» (Челябинск, 2015; Махачкала, 2023); II Всероссийская школа семинар молодых учёных (Махачкала, 2012); XV Всероссийская научная конференция

студентов-радиофизиков, (Санкт-Петербург, 2009, 2010); Региональная конференция «Наука молодых - устойчивое развитие» (Сыктывкар. 2022).

Научные проекты, связанные с диссертацией. Диссертационная работа выполнялась в рамках гранта РФФИ «Электромагнитные, магнитоакустические свойства плёнок и многослойных структур» (№17-02-01138а, 2015-2017 г.г.); проекта российско-научного фонда РФ «СВЧ магнитоэлектроника композитных пленок и планарных структур». (№ 21-72-20048, 2021-2023 г.г.).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 21 научная работа, в том числе: 3 статьи в журналах, рекомендованных ВАК РФ, из них 2 статьи, индексируемых в базе SCOPUS; 6 статей в журналах, индексируемых в базе РИНЦ; 12 тезисов докладов в сборниках материалов конференций.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка цитированной литературы из 123 наименований. Объём диссертации составляет 119 страниц с 54 рисунками и 6 таблицами.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Влияние состава композитных плёнок на их структуру

Создание функциональных наноструктурных материалов является одной из главных проблем современного материаловедения. Эта проблема возникает из-за сложности и требовательности процессов синтеза и контроля наноструктур, а также из-за необходимости обеспечения заданных характеристик этих материалов для конкретных приложений. Такие материалы имеют размеры от нанометров до микрометров, что делает их особенно уникальными и обладающими новыми свойствами по сравнению с традиционными материалами. Однако, контроль над размерами, формой, кристаллической структурой и другими параметрами наноструктур может быть очень сложным и требовательным процессом. Одной из основных проблем является разработка эффективных методов синтеза. Многие наноматериалы требуют специальных условий и реакций для получения нужной структуры. Некоторые методы могут быть труднодоступны, дорогостоящими или непригодными для массового производства. Также эти материалы часто имеют разнообразные формы, и управление их размерами и формой может быть сложной задачей. Например, для наночастиц может быть важно обеспечить однородный размер и предотвратить их слипание. Некоторые наноструктуры могут быть химически нестабильными или подвержены окислению. Обеспечение их стабильности и долговечности в различных условиях является важным аспектом их применения. Для решения вышеописанных проблем исследователи активно разрабатывают новые материалы [12-17]; среди которых следует отметить композитные металл-диэлектрические плёнки, имеющие сложную структуру, зависимую от соотношения концентраций металлической и диэлектрической фаз [18-21].

При синтезе метал-диэлектрических плёнок в качестве диэлектрика используют в основном полимерные или неорганические диэлектрики, например: SiO_2 , Al_2O_3 . Однако металлы обычно не образуют твёрдых

растворов с этими соединениями [22]. Поэтому в процессе синтеза, при осаждении частиц металлического сплава и диэлектрика происходит фазовое расслоение частиц этих веществ, а сами гранулы металлического сплава и диэлектрика формируются изолированно друг от друга, в окружении диэлектрической и металлической матрицы соответственно [23-25]. Результаты исследований поперечного сечения тонкопленочных гранулированных композитов $Co - SiO_2$ и $Co - Al - O$ показали, что геометрия образующихся металлических наночастиц имеет близка к сферической [26-29]. Изменение соотношения фаз металлического сплава и диэлектрика в композитных материалах может привести к изменению размеров гранул этих веществ из-за различных физических и химических процессов, которые происходят во время формирования композитной структуры. Разброс размеров гранул может достигать 25 - 30 % [23].

Морфология металлических гранул и кластеров определяется множеством параметров, и равномерное их распределение в объемном композите является исключением, а не правилом. Например, некоторыми исследователями [30-31] замечена перпендикулярная магнитная анизотропия

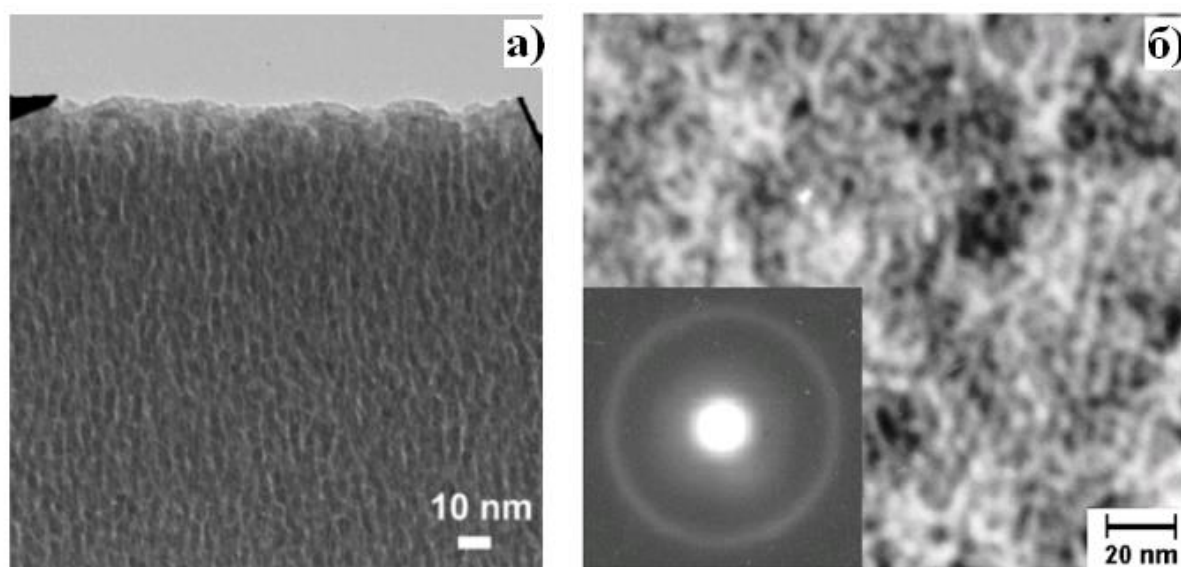


Рис. 1.1. Микрофотография и электронограмма композита $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_{52}(SiO_2)_{48}$: поперечное сечение плёнки (а), в плоскости (б).

композитов некоторых составов, расположенных выше порога перколяции. Причиной такого явления является заметная структурная анизотропия пленок в процессе конденсации из паровой фазы, что существенно влияет на рост плёнки в плоскости подложки и в направлении, перпендикулярном к ней. В зависимости от состава композита структурная неоднородность может быть выражена в большей или меньшей степени. Например, в случае композита $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{V}_{20})_{52}(\text{SiO}_2)_{48}$ имеет место слабо выраженная анизотропия распределения металлических гранул (рис. 1.1, а).

В плоскости плёнки исследования просвечивающей электронной микроскопии не выявили существенной анизотропии гетерогенной структуры (рис. 1.1, б). Металлические гранулы, размер которых составляет 6-7 нм, хаотически распределены в плоскости образца. Электронограмма представляет собой ряд диффузных гало от различных фаз композита. Внутреннее кольцо соответствует оксиду кремния, внешнее – металлическим гранулам. Наличие гало свидетельствует об аморфной или мелкодисперсной структуре фаз. У композита $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_{65}(\text{SiO}_2)_{35}$ можно определить структуру плёнки как «столбчатую» [32].

Для уменьшения эффекта перпендикулярной магнитной анизотропии можно использовать метод напыления в присутствии активных газов. В этом случае поверх гранул металлического сплава нарастают оксидные или нитридные слои, препятствующие образованию сетки перколяции. Таким образом, уменьшается формирование столбчатой структуры пленки, такая структура находится до порога перколяции и проявляет суперпарамагнитные свойства с низкими значениями намагниченности насыщения и магнитной проницаемости [33-34]. Создание оксидной оболочки на поверхности ферромагнитных гранул возможно, если при высоких температурах образуется метастабильное соединение, которое при охлаждении распадается на две фазы. При этом одна из фаз сосредотачивается вдоль границ раздела частиц. Такими свойствами обладают соединения *Fe*, *Ni*, *Co* с углеродом.

Например, анализ гетерогенной композитной металл-диэлектрической плёнки $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(C)_{(1-x)}$, с размером гранул в 3 - 4 нм показал отсутствие кристаллических структур металлического сплава и диэлектрика [35].

1.1. Взаимодействие микро- и нано-гранул с магнитным полем

В общем случае магнитные характеристики вещества на микроуровне можно описать с помощью неоднородного векторного поля спонтанной намагниченности [36]:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \frac{\boldsymbol{\mu}_V(\mathbf{r})}{V(\mathbf{r})} \quad (1.1)$$

где $\boldsymbol{\mu}_V(\mathbf{r})$ – магнитный момент элементарного объёма $V(\mathbf{r})$. Предполагая, что вещество намагничено равномерно можно ввести вектор $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}(\mathbf{r})/M_S$, где M_S – намагниченность насыщения вещества, одинаковая для каждой точки объёма образца.

Для описания взаимодействия поля с веществом вводится понятие плотности свободной энергии, которая складывается из ряда слагаемых:

$$U = U_{ex} + U_{dd} + U_{an} + U_{el} + U_m + U_{zeem} \quad (1.2)$$

где U_{ex} – плотность обменной энергии, U_{dd} – плотность энергии дипольного взаимодействия частиц среды, U_{an} – плотность энергии кристаллографической анизотропии, U_{el} – плотность магнитоупругой энергии, U_m – плотность энергии магнитострикции, U_{zeem} – плотность энергии магнетика во внешнем поле.

В своей теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел Ландау и Лифшиц предложили следующее уравнение для описания движения вектора намагниченности \mathbf{M} отдельной ферромагнитной частицы (либо вектора намагниченности \mathbf{M} в точке \mathbf{r} в случае неоднородности её распределения в объёме) [37]:

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

где γ – гиромагнитное отношение; \mathbf{H}_{eff} – эффективное поле, состоящее из внешнего и внутреннего поля, которое будет определено ниже, и внешнего магнитного поля; \mathbf{R} – релаксационный член, выбор которого определяется потерями в системе. Эффективное поле определяется как вариация плотности свободной энергии по вектору намагниченности частицы со знаком «минус», для выбранного направления i (соответствует координате x в Декартовой системе координат) [38-39]:

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

Рассмотрим вклад некоторых членов в уравнении свободной энергии:

Поле обменной энергии

В некоторых кристаллических веществах магнитное упорядочение обусловлено обменным взаимодействием между электронами [40], уравнение для вектора поля которого можно записать следующим образом:

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

где A – постоянная обмена материала частиц, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$ – вектор направляющих косинусов намагниченности.

Поле диполь-дипольного взаимодействия между частицами

В ферромагнитных материалах с обменным взаимодействием, действующим на близких расстояниях, соперничает дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие, которое способствует обратной ориентации магнитных моментов. Соответствующая ему энергия называется магнитостатической или энергией размагничивающего поля. Плотность этой энергии значительно ниже плотности обменной энергии, однако при вычислении локального эффективного поля вклад от обменного взаимодействия и дипольного взаимодействия имеют примерно одинаковый порядок величины [41].

В случае, если все частицы системы обладают одинаковым объемом и одинаковой магнитной намагниченностью \mathbf{M} , то локальная плотность дипольной энергии может быть выражена следующим образом:

$$U_{dd} = \frac{M^2 V}{|r_{ij}|^3} \left(m_i \cdot m_j - \frac{3(m_i \cdot r_{ij})(m_j \cdot r_{ij})}{|r_{ij}|^2} \right) \quad (1.6)$$

Для вычисления магнитостатического поля \mathbf{H}_p можно воспользоваться следующей системой уравнений [42]:

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

Первое уравнение позволяет искать магнитостатическое поле в виде:

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

где ψ – магнитостатический потенциал, удовлетворяющий уравнению Пуассона:

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

Взяв решение данного уравнения в общем виде:

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

где V – объём, занимаемый магнетиком (либо системой магнетиков); \mathbf{r} – радиус-вектор точки наблюдения потенциала ψ ; \mathbf{r}' – переменная интегрирования. Можно записать выражение для размагничивающего поля:

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

Следует учитывать, что на границе раздела двух сред с магнитными намагниченностями \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 происходит изменение нормальной компоненты вектора размагничивающего поля, который соответствует изменению намагниченности:

$$\mathbf{H}_p = - \int_V \frac{\operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' \quad (1.12)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор нормали к границе раздела. При этом тангенциальная составляющая вектора размагничивающего поля сохраняется:

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

В случае, когда вторая среда – немагнитная ($\mathbf{M}_2 = 0$), решение для размагничивающего поля может быть переписано в следующем виде:

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

Первый интеграл берётся по объёму магнитной среды, а второй интеграл берётся по всей поверхности магнитной среды. Если в частице намагниченность однородна, то $\operatorname{div} \mathbf{M} = 0$, и тогда для однодоменной частицы, а так же для любого однородно намагниченного образца решение для размагничивающего поля переписывается в виде:

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

где \hat{N} – тензор размагничивающих факторов. В случае шарообразной частицы радиуса R получим:

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

где $\mathbf{M}_r = (\mathbf{M} \cdot \mathbf{r})/r$ проекция намагниченности на радиус-вектор \mathbf{r} , а начало координат совпадает с центром шара.

Поле анизотропии и магнитоупругое поле

Свободная энергия в ферромагнетиках зависит от ориентации вектора намагниченности относительно осей кристаллической решётки, что характеризуется анизотропией магнитных свойств таких материалов. Магнитная анизотропия имеет электростатическую природу и связана со спин-орбитальным взаимодействием электронов в кристалле. Поле анизотропии \mathbf{H}_{an} можно описать градиентом плотности энергии кристаллографической анизотропии U_{an} в направлении вектора намагниченности \mathbf{M} частицы со знаком «минус» [38]:

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

Оси, соответствующие максимальной плотности энергии анизотропии, получили название осей трудного намагничивания (ОТН), а положения минимумов – оси лёгкого намагничивания (ОЛН) [38].

Дополнительный вклад в анизотропию вносит эффективное поле магнитоупругости:

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

где U_{mu} – плотность магнитоупругой энергии, которая может быть записана (для кубического кристалла) [39]:

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

где $b_{ij}(\mathbf{m})$ – тензор магнитоупругости; $u_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$ и \mathbf{u} – тензор и вектор механических смещений соответственно. Также стоит учитывать поведение упругой подсистемы, особенно в окрестности магнетоакустического резонанса, когда одновременно возбуждаются магнитная и упругая подсистемы внутри магнитного материала [43]:

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

где ρ – плотность материала; Γ – параметр затухания; σ_{ij} – тензор напряжений, определяемый следующим образом:

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

где δ_{ij} – символ Кронекера, а U_{el} – плотность упругой энергии:

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

где C_{ijnl} – тензор упругих констант.

1.2. Электропроводность композитных плёнок металл-диэлектрик

Электропроводность композитных металл-диэлектрических плёнок можно описать в рамках теории о перколяции. Перколяция – это концепция из

области статистической физики и теории вероятностей, описывающая процесс распространения связанных структур или компонентов в нерегулярных или случайных средах. В рамках электропроводности в композитных металл-диэлектрических системах, теория перколяции изучает, как электрическая проводимость зависит от концентрации и структуры металлических и диэлектрических компонентов в материале. Структура композитов может быть случайной, и электронные свойства системы будут зависеть от вероятности связей между компонентами [44-45].

Таким образом перколяционный подход предсказывает существование двух вариантов реализации электрической проводимости в металл-диэлектрических системах: до порога перколяции, когда концентрация диэлектрика преобладает над концентрацией металлического сплава, назовём это неметаллическим режимом, и после порога перколяции, когда концентрация металлических гранул достаточна для образования непрерывных проводящих путей – металлический режим [46-47].

Неметаллический режим

В первом случае ключевое внимание уделяется образованию путей перколяции через диэлектрические области, которые могут включать в себя редкие проводящие соединения, образующиеся в следствии различных эффектов. Например, эффект туннелирования. В случае, когда диэлектрические гранулы окружены проводящими, может происходить эффект туннелирования – электроны могут перескакивать непосредственно из одной металлической гранулы в другую через диэлектрик посредством квантового термоактивированного туннелирования (модель Шенга Абелеса) или неупругого туннелирования. Это может привести к созданию проводящих путей в материале, даже если проводящие гранулы составляют небольшую часть структуры [48-49]. Так же одним из факторов влияющим на проводимость при неметаллическом режиме может быть влияние дисперсии и формы диэлектрических гранул. Распределение размеров и форма

диэлектрических гранул также могут влиять на проводимость. Они могут определять, насколько эффективно электроны могут перемещаться через диэлектрическую матрицу. Равномерное распределение диэлектрических гранул в матрице может способствовать созданию более эффективных перколяционных путей. В случае анизотропного распределения диэлектрических гранул проводимость может зависеть от направления. Это особенно актуально для композитов с ориентированными или вытянутыми диэлектрическими гранулами. Геометрическая форма диэлектрических гранул (например, сферическая, эллипсоидальная, или несферическая) может сильно влиять на эффективность перколяционных путей. Фазовые переходы и агрегатные состояния гранул также могут влиять на электропроводность. Например, изменение температуры или давления может вызвать изменение дисперсии и структуры гранул.

Металлический режим

В композитных материалах с большим числом металлических проводящих гранул и их кластеров, перколяционная теория играет важную роль в объяснении и предсказании электрической проводимости системы. Перколяционный порог представляет собой концентрацию, при которой начинается образование связанных проводящих путей, что приводит к резкому увеличению проводимости. При начальных низких концентрациях металлических гранул не существует непрерывных путей для переноса электронов, и проводимость невелика. Однако по мере увеличения концентрации гранул, появляются связанные перколяционные пути, что приводит к росту проводимости. Перколяционный порог определяет минимальную концентрацию, при которой электропроводность становится значительной. При чём с увеличением концентрации металлических гранул проводимость системы может изменяться нелинейно. Это связано с образованием более крупных и связанных перколяционных кластеров, которые обеспечивают эффективные пути для электронов. Нелинейность зависимости

проводимости может приводить к резким изменениям проводимости при небольших изменениях концентрации.

1.3. Магнитная проводимость метал-диэлектрических композитных плёнок

Магнитная проводимость в метал-диэлектрических композитных плёнках является интересной исследовательской темой, связанной с изучением эффектов взаимодействия между магнитными и электрическими свойствами материалов. Она имеет важное значение для разработки новых магнитных и мультифункциональных материалов, которые могут находить применение в электронике, сенсорах, магнитных устройствах и других областях. Металл-диэлектрические материалы могут изменять свои электрические характеристики под воздействием магнитного поля и наоборот. Это может быть использовано для создания устройств с управляемыми магнитными и электрическими свойствами. В метал-диэлектрических композитах также могут наблюдаться магнитные эффекты перколяции, аналогичные электрическим. То есть при достижении определенной концентрации магнитных частиц может возникнуть связный магнитный путь, способствующий переносу магнитных взаимодействий. На основе метал-диэлектрических композитов можно создавать ферромагнитные материалы. Такие композиты могут состоять из различных комбинаций материалов, таких как ферромагнитные частицы в матрице из диэлектрика, полимера или другого материала. В зависимости от размера, формы и концентрации ферромагнитных частиц, а также от свойств матрицы, такие композиты могут обладать разнообразными магнитными и электрическими свойствами. Ферромагнитные композиты создаются с целью объединения магнитных и других свойств разных материалов в единый функциональный материал [50].

Туннельный магниторезистивный эффект

Намагниченность образца может влиять на механизмы туннелирования. Рассмотрим туннельный контакт ферромагнит-изолятор-ферромагнит (рис. 1.2, *а*). Без внешнего магнитного поля магнитные моменты ферромагнитов направлены противоположно, в этом случае электроны со спином вверх туннелируют из большого числа состояний в малое и наоборот (рис. 1.2, *б*). Прикладывая же внешнее магнитное поле, ориентация намагниченности электродов становится параллельной и электроны со спином вверх туннелируют из большого числа состояний в большое, а электроны со спином вниз – из малого числа состояний в малое (рис. 1.3). Таким образом сопротивление этих двух конфигураций (параллельной и антипараллельной) отличается, а сам эффект изменения сопротивления при переориентации намагниченности во внешнем магнитном поле называется туннельным магнитосопротивлением (ТМС) [51].

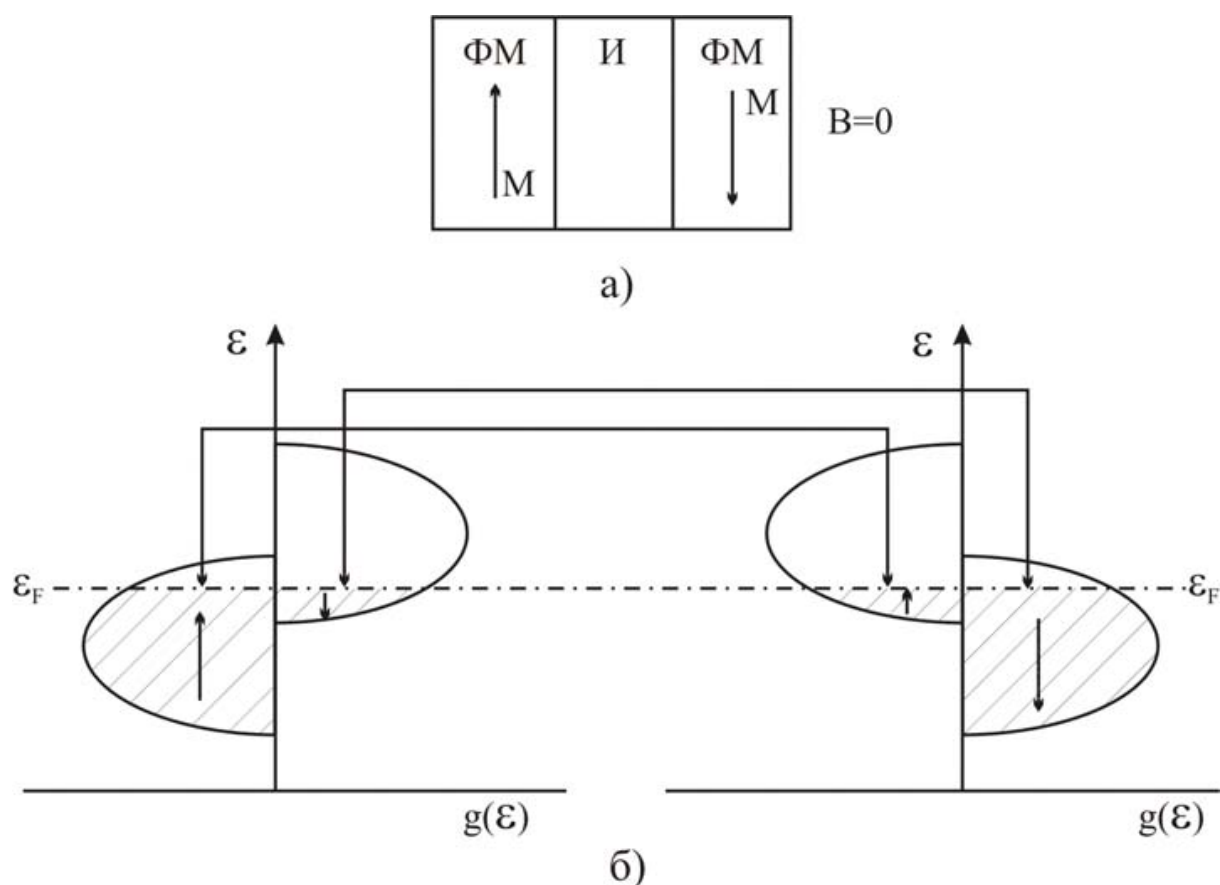


Рис. 1.2. Туннельный контакт ФМ-И-ФМ (*а*) и энергетическая структура его D зоны (*б*) при антиферромагнитном обменном взаимодействии.

Проводимость для параллельной G_P и антипараллельной G_{AP} конфигураций можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} G_P &\sim \alpha_1 \alpha_2 + (1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2) = 1/2 (1 + P_1 P_2) \\ G_{AP} &\sim \alpha_1 (1 - \alpha_2) + (1 - \alpha_1) \alpha_2 = 1/2 (1 - P_1 P_2) \end{aligned} \quad (1.23)$$

где $P_i = 2\alpha_i - 1$ – коэффициент поляризации спинов в i электроде, а $\alpha_i = N_{i\uparrow} / (N_{i\uparrow} + N_{i\downarrow})$ – степень спиновой поляризации.

Для случая гранулированных магнитоупорядоченных сред ферромагнитные кластеры должны иметь антиферромагнитное упорядочение. Максимальное сопротивление такой системы будет, когда макроскопический магнитный момент будет равен нулю. Для этой конфигурации полная проводимость G будет равна:

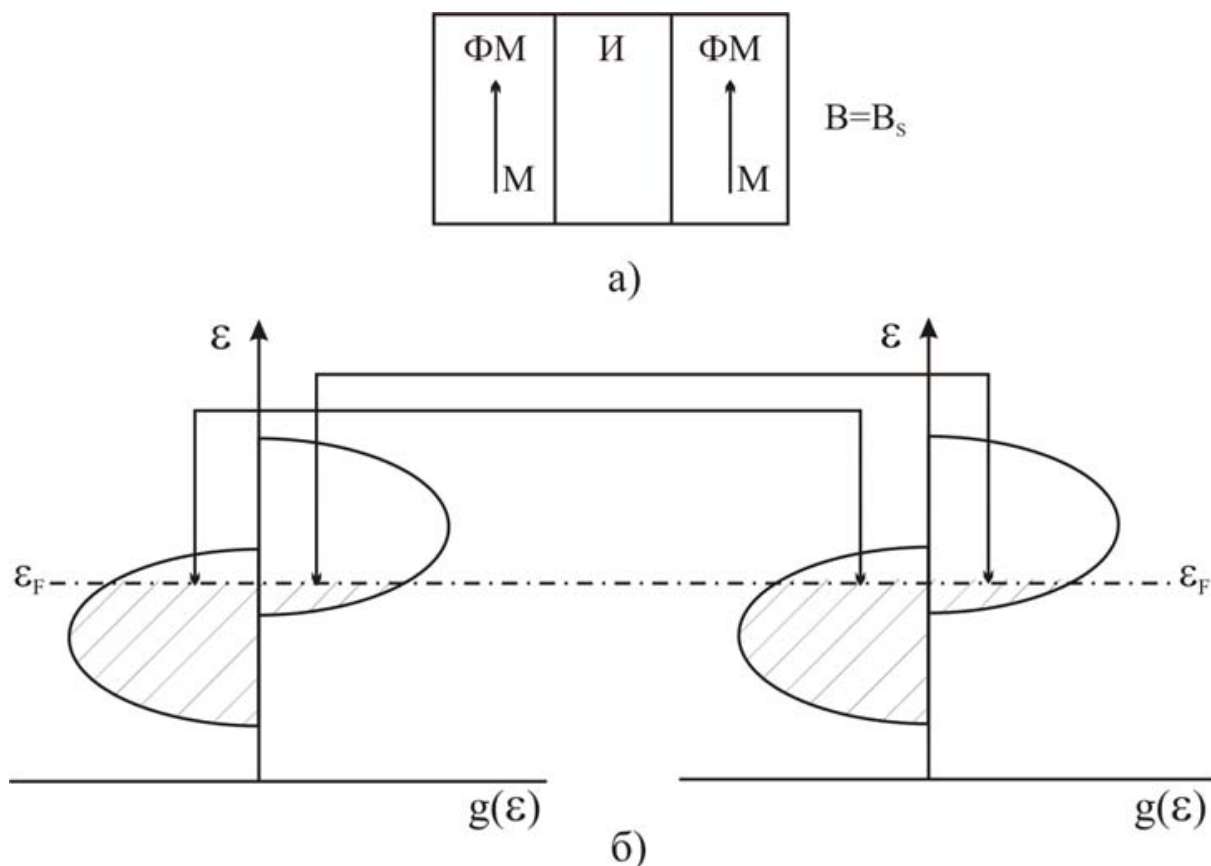


Рис. 1.3. Туннельный контакт ФМ-И-ФМ (а) и структура его D зоны (б) при ферромагнитном спаривании.

$$G = 1/2 G_P + 1/2 G_{AP} \sim$$

$$1/4 (1 + P_1 P_2) + 1/4 (1 - P_1 P_2) = \frac{1}{2} \quad (1.24)$$

Тогда нормированное на максимальную величину ТМС можно записать следующим образом:

$$\Delta R/R_R = \frac{R_R - R_P}{R_R} = \left(1/G_R - 1/G_{AP}\right) G_R = \frac{P_1 P_2}{(1 + P_1 P_2)} \quad (1.25)$$

Эффект гигантского магнито-сопротивления

Во внешнем магнитном поле увеличивается ферромагнитное упорядочение, что приводит к увеличению вероятности тунелирования электрона и, следовательно, уменьшению сопротивления. Отметим, что такой эффект обычно наблюдается в сильных магнитных полях величиной порядка единицы Тесла, что естественно сдерживает его использование при разработке магниточувствительных датчиков. При низких температурах в манганитах можно наблюдать магнито-резистивный эффект, вызванный тунелированием электронов между зёрнами материала через границы раздела. Этот эффект проявляется в слабых магнитных полях и связан с изменением туннельного сопротивления по мере упорядочивания направлений намагниченности в отдельных доменах. По мере увеличения температуры от нуля до

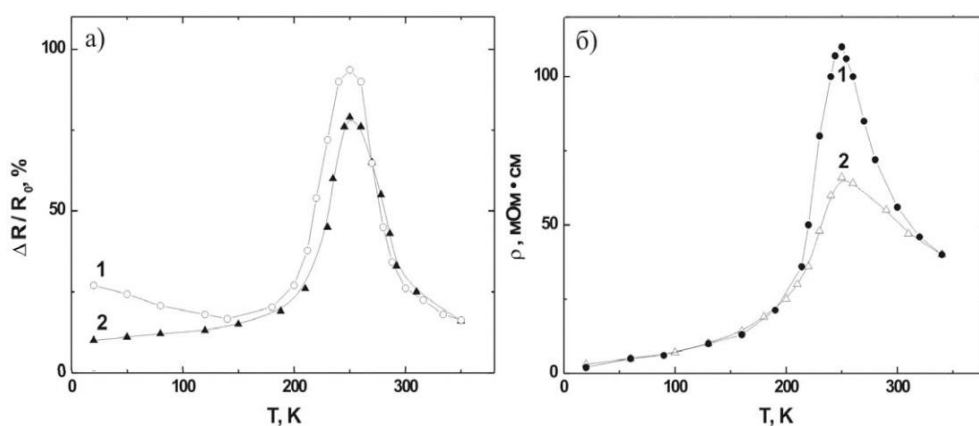


Рис. 1.4. Температурная зависимость КМС $\text{La}_{0,75}\text{Ca}_{0,25}\text{MnO}_3$ (а) и его удельного сопротивления (б) без магнитного поля (1) и в магнитном поле $B = 4$ Тл (2).

температуры Кюри, плотность электронных состояний на уровне Ферми уменьшается, что приводит к экспоненциальному росту сопротивления около точки Кюри, при дальнейшем росте температур растет число свободных электронов, и сопротивление снова уменьшается (рис. 1.4) [52-53].

Существует множество работ, посвящённых исследованию электродинамических свойства гранулированных нанокompозитов в низкочастотном диапазоне, но мало изучены их высокочастотные свойства. Так, например, аморфные магнитомягкие сплавы на основе железа и кобальта обладают хорошими магнитными свойствами на низких частотах, но в области высоких и сверхвысоких частот их применение затруднено из-за возрастающих потерь, возникающих вследствие возрастающего влияния вихревых токов на механизмы проводимости. Чтобы уменьшить потери необходимо увеличить удельное электрическое сопротивление таких сплавов. Данная задача как раз решается переходом от проводящего сплава к металл-диэлектрическим композитам, состоящим из проводящих гранул $FeCo$ заключёнными в диэлектрической матрице, например SiO_2 , Al_2O_3 и др.

В работах [54-55] посвящённых исследованию СВЧ проводящих свойств сообщается о кратном различии статической и динамической проводимостей композитных плёнок. В работе [56], посвящённой исследованию металл-диэлектрических композитов состава $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, достигается четырёхкратная разница между значениями статической и динамической проводимостей. Для объяснения этого явления авторами предложены механизмы ёмкостного шунтирования, эффективной диэлектрической проницаемости и внутрикластерных токов. В тоже время, в работе [57], посвящённой исследованию металл-диэлектрических композитов состава $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Zr_2O_3)_{(1-x)}$, показано гигантское различие динамической и статической проводимостей, достигающее четырёх порядков. Однако исследования, описанные в этих работах, являются недостаточно полными. Так, не ясно поведение плёнок в более широком, диапазоне частот

[58]. Остаётся не ясна причина превышения динамической проводимости над статической, на порядки раз. Данные вопросы в сочетании с малым числом исследований проводимости композитов в ВЧ и СВЧ интервалах требуют проведения новых исследований с применением новых методов и математических приближений.

1.4. Ферромагнитный резонанс в тонких гранулированных металл-диэлектрических плёнках

Ферромагнитный резонанс (ФМР) является эффективным методом для изучения микро- и наноструктуры и магнитных свойств пленок. По характеристикам спектров ФМР можно получать важную информацию об эффективных полях, форме и распределении гранул, константе обменной связи и т.д. [59-62].

Резонансное поглощение электромагнитного излучения ферромагнетиками в области сверхвысоких частот (например, в микроволновом диапазоне) происходят в результате взаимодействия магнитных моментов с внешним магнитным полем и электромагнитным излучением и аналогично электронному парамагнитному резонансу (ЭПР) или ядерному магнитному резонансу (ЯМР) [63]. Впервые гипотезу о ФМР предложил В. К. Аркадьев, наблюдая за избирательный характер поглощения сантиметровых электромагнитных волн ферромагнетиками в экспериментах в 1911-1913 г.г. [64]. Качественное же объяснение явления ФМР при помощи квантовой теории было предложено Я. Г. Дорфманом в 1923 г., при исследовании расщеплений линий атомных спектров в магнитном поле (так называемый эффект Зеемана) [65]. Теоретическое описание явления дали советские физики Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц в 1935 г. Им удалось вывести уравнение динамической магнитной восприимчивости, что стало математической основой теории ФМР [66]. Однако, к экспериментальным исследованиям ФМР поглощения физики вернулись только в начале 1940-х

годов. Наиболее четко данное явление было зарегистрировано в никеле и железо-кремниевом сплаве Е. К. Завойским в СССР в 1944 г. [67] и Гриффитсом в Англии в 1996 г. [68].

Основными характеристиками спектров ФМР являются: ширина резонансной линии и значение резонансного поля. Ширина резонансной линии в спектре ФМР представляет собой ширину пика поглощения энергии при резонансной частоте. Ширина линии связана с временем релаксации спиновой системы в материале и может быть характеристикой диссипации энергии. Более широкая линия обычно указывает на большую диссипацию и возможное влияние различных механизмов рассеяния [69-71]. Значение резонансного поля в ФМР указывает на силу внешнего магнитного поля, при которой происходит резонансное поглощение энергии. Оно зависит от магнитных свойств материала, таких как магнитная анизотропия и взаимодействия спинов. Значение резонансного поля может быть использовано для определения характеристик материала, например, магнитной анизотропии или магнитной восприимчивости [72-73].

Композитные плёнки, состоящие из магнитной металлической и диэлектрической фаз, представляют собой сложные и неоднородные магнитные системы. В отличие от однородных монокристаллических плёнок, в композитных плёнках магнитные частицы распределены случайным образом, и их различные размеры и формы могут привести к гетерогенности в распределении магнитных полей, магнитной анизотропии и спиновых взаимодействий. Такие неоднородности влияют на спектральные и динамические свойства ФМР в композитных плёнках. Например, ширина резонансной линии может быть увеличена, и форма линии может быть асимметричной из-за неоднородности системы. Кроме того, в композитных плёнках может возникать дополнительная анизотропия, связанная с ориентацией и взаимодействием магнитных частиц [74-75].

В композитных пленках, где магнитные частицы имеют различную ориентацию осей по отношению к внутреннему магнитному полю, внутренние размагничивающие поля и поля магнитной анизотропии создают пространственную неоднородность в свободной энергии. Это приводит к различным магнитным свойствам в разных частях пленки и вызывает изменения в ФМР. В случае, когда ферромагнитные гранулы в композите изолированы друг от друга, можно пренебречь энергией диполь-дипольного взаимодействия между ними. В таком случае, поведение композитных пленок в ФМР может быть близко к модели частиц Стонер-А Вольфарта, где фокусируются на резонансном поглощении энергии отдельных магнитных частиц [76]. В этом случае считая каждую ферромагнитную гранулу однодоменной частицей, можно сказать, что она обладает одноосной анизотропией, в результате чего вектор намагниченности выравнивается вдоль легкой оси намагниченности в одном из двух эквивалентных направлений. Если энергетический барьер между этими состояниями сопоставим с тепловой энергией, то возможно термоактивированное переключение направления намагниченности гранулы между этими двумя состояниями [77]. Если тепловая энергия ниже энергетического барьера, то переходы вектора намагниченности не происходят, и магнитное состояние системы «замораживается». В этом случае, применяя внешнее магнитное поле, систему можно перевести в магнитоупорядоченное состояние, которое сохраняется после снятия внешнего магнитного поля. В аморфной структуре металлического сплава энергетический барьер для каждой частицы зависит от ее формы, а также от величины и направления локальных напряжений. В результате у каждой магнитной частицы будет наблюдаться своя резонансная частота. Описанная концепция композита, как набора невзаимодействующих частиц, применима только для композитов, находящихся далеко от порога перколяции (то есть до образования связующих магнитных путей между частицами).

В работе [78] представлена методика расчета частот ФМР и магнитной проницаемости для планарных ансамблей магнитных частиц, выравненных в одном направлении. В результате такого расположения частиц возникают дополнительные поля размагничивания, а также наблюдается уменьшение ширины и сдвиг линии ФМР по сравнению с ансамблем случайно расположенных частиц. В модели, используемой в данном исследовании, основой является уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, которое учитывает затухание колебаний намагниченности в уравнении движения для намагниченности:

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mathbf{M} \times \left(-\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} + \mathbf{h} \right) - \frac{G}{(\gamma M_S)^2} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] \quad (1.26)$$

где $\gamma = g \frac{\mu_B}{\hbar}$ – гиромагнитное отношение, G – коэффициент Гильберта, M_S – намагниченность насыщения, \mathbf{M} – вектор намагниченности, \mathbf{h} – вектор переменного магнитного поля.

При анализе экспериментальных данных ФМР тонких слоёв обычно исходят из предположения однодоменной структуры ферромагнетика. В этом случае свободная энергия F в присутствии внешнего магнитного поля H включает в себя три вклада: зеемановскую энергию, энергию размагничивания, и энергию кристаллографической анизотропии.

$$\begin{aligned} F = \frac{1}{2} M \left\{ -2H[\cos \theta \cos \theta_H + \sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H)] \right. \\ + 4\pi M \cos^2 \theta - H_{2\perp} \cos^2 \theta \\ - \frac{1}{2} H_{4\perp} \cos^4 \theta \\ - \frac{1}{2} H_{4\parallel} \frac{1}{4} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \theta \\ \left. - H_{2\parallel} \sin^2 \theta \sin^2 \left(\varphi - \frac{\pi}{4} \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Здесь первый член описывает зеемановскую энергию, второй является энергией размагничивания (так называемая анизотропия формы) и оставшиеся представляют энергию магнитной анизотропии, где $H_{2\perp}$ и $H_{4\perp}$ представляют

перпендикулярное не аксиальное и перпендикулярное кубическое поля анизотропии, соответственно, $H_{2\parallel}$ и $H_{4\parallel}$ являются параллельным не аксиальным и параллельным кубическим полями, соответственно, и углы θ и φ и θ_H и φ_H определены на рис. 1.5.

Для нахождения резонансных частот ω_0 можно воспользоваться уравнением:

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = [(H_R \times a_1 + b_1)(H_R \times a_1 + b_2) - b_3^2] \quad (1.29)$$

где

$$b_1 = -\left[4\pi M - H_{2\perp} + H_{2\parallel} \cos^2\left(\varphi + \frac{\pi}{4}\right)\right] \cos 2\theta + H_{4\perp} \frac{\cos 2\theta + \cos 4\theta}{2} + H_{4\parallel} \frac{\cos 4\theta - \cos 2\theta}{2} \frac{3 + \cos 4\theta}{4};$$

$$b_2 = -(4\pi M - H_{2\perp}) \cos^2 \theta + H_{4\parallel} \sin^2 \theta \left(\cos 4\varphi - \cos^2 \theta \frac{3 + \cos 4\varphi}{4}\right) + H_{4\perp} \cos^4 \theta - H_{2\parallel} \left\{\sin 2\varphi + \left[\cos \theta \cos\left(\varphi + \frac{\pi}{4}\right)\right]^2\right\};$$

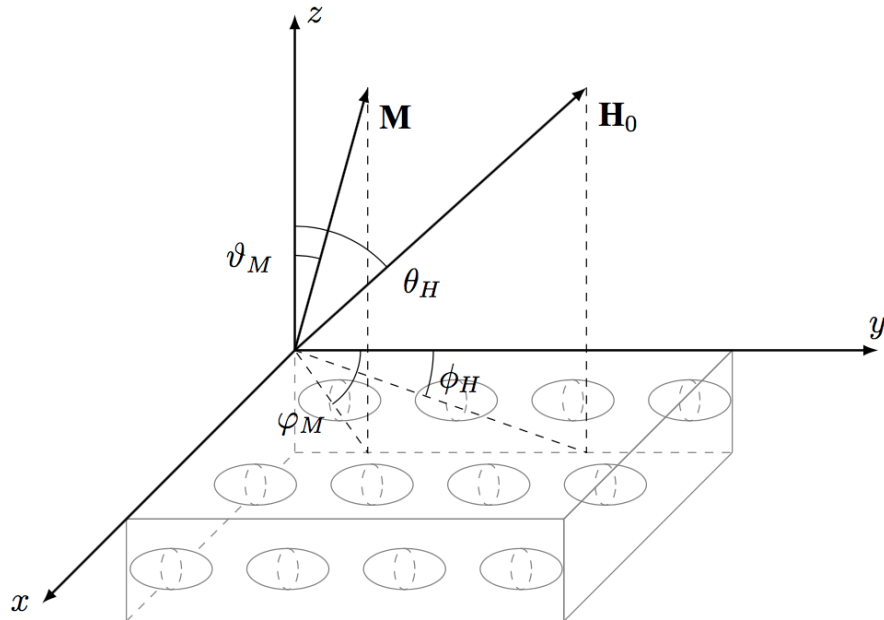


Рис. 1.5. Применяемая система координат. Ориентация постоянного внешнего магнитного поля \mathbf{H} определяется углами θ_H и φ_H . Результирующая равновесная намагниченность \mathbf{M} определяется углами θ и φ .

$$b_3 = \frac{1}{2} \cos \theta \left(\frac{3}{2} H_{4||} \sin 4\varphi \sin^2 \theta + H_{2||} \cos 2\varphi \right).$$

В общем случае в ширину линии ФМР, вклад привносят механизмы как однородного, так и неоднородного уширения. Однородное уширение обусловлено релаксационным процессом затухания прецессии спина, неким вязким процессом трения в ферромагнетике. При этом, соответствующая ФМР однородная мода прецессии спинов распадается на отдельные спиновые волны. В слабых полях неоднородность может быть связана с дефектами монокристаллических образцов, с доменной структурой ферромагнетика, с пористостью образцов, с неоднородным распределением магнитных ионов в разбавленных ферромагнетиках, с включениями немагнитных фаз. В полях, превышающих коэрцитивную силу ферромагнетика главной причиной неоднородного уширения, являются характерные для ферромагнетика сильные размагничивающие поля анизотропии формы. Основой для анализа спектра ФМР является информация о свободной энергии F ферромагнетика и уравнение движения для намагниченности, например, уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (1.26). Можно показать [79], что при не слишком сильном затухании прецессии намагниченности резонансная частота ФМР представляется в виде:

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{1 + \alpha^2} H_{eff} = \frac{\gamma \sqrt{1 + \alpha^2}}{M_S \sin \theta} \sqrt{\left\{ \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \right\}} \quad (1.30)$$

а ширина линии ФМР определяется формулой

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma}{M_S} \left\{ \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} (\sin^2 \theta_0)^{-1} \right\} \quad (1.31)$$

где параметр α учитывает затухание прецессии намагниченности. В случае малого затухания имеет место незначительный сдвиг резонансной частоты. Исходя из общей формулы (1.31) можно показать, что как для изотропного (без учёта кристаллической анизотропии) эллипсоида анизотропия ширины линии поглощения отсутствует. Для эллипсоида оказывается, что

$$\Delta H = 2\alpha H_{eff} \quad (1.32)$$

В частном случае сферы ($N_x=N_y=N_z=4\pi/3$) и безграничной среды ($N_x=N_y=N_z=0$)

$$\Delta H = 2\alpha H_0 = \frac{2}{\gamma\tau} \quad (1.33)$$

где H_0 – напряжённость внешнего магнитного поля, τ – постоянная времени затухания прецессии намагниченности.

Поскольку эффективное внутреннее поле в монокристаллических образцах в состоянии равновесия, вообще говоря, не совпадает по направлению с внешним полем, то в них может иметь место зависимость ширины линии поглощения от ориентации внешнего поля по отношению к кристаллографическим осям. Если внешнее поле H_0 достаточно велико, то для направлений $[111]$, $[011]$, $[100]$, принадлежащих плоскости (011) , в состоянии равновесия \mathbf{M} параллельно \mathbf{H}_0 (или \mathbf{V}_0) можно записать выражения для ширины линии поглощения:

для оси $[100]$

$$\Delta H = 2\alpha H_{01}(1 \pm |\eta_1|) \quad (1.34)$$

для оси $[011]$

$$\Delta H = 2\alpha H_{02} \left(1 \pm \frac{1}{2} |\eta_2| \right) \quad (1.35)$$

для оси $[111]$

$$\Delta H = 2\alpha H_{03} \left(1 \pm \frac{3}{4} |\eta_3| \right) \quad (1.36)$$

Здесь $|\eta_i| = \frac{|K_1|}{M_S H_{0i}}$, а H_{0i} – значение резонансного поля для соответствующей оси, верхние знаки следует брать для $K_1 < 0$, нижние – для $K_1 > 0$. Полученные формулы качественно передают наблюдаемую зависимость ширины линии поглощения от ориентации внешнего поля в плоскости (011) .

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВОВ, ТОЛЩИН, МИКРОСТРУКТУРЫ, МАГНИТНЫХ, ПРОВОДЯЩИХ И ФМР СВОЙСТВ, И СИНТЕЗА КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК

2.1. Сканирующая электронная микроскопия

В данной работе линейные размеры плёнок измерялись на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) TECAN MIRA 3. В настоящее время данный метод является одним из самых совершенных способов получения изображения микро- и наноструктуры изучаемых образцов.

Чтобы получить изображение, в СЭМ используют электроны, рассеиваемые либо, отраженные поверхностью образца. Принцип работы СЭМ состоит в следующем: электроны, генерируемые электронной пушкой, проходят через систему электромагнитных линз; которые фокусируют электроны в пучок, называемый так же электронным зондом на поверхность исследуемого объекта; в процессе своего пути зонд подвергается воздействию электромагнитных полей, контролируемых генератором развертки. В результате зонд сканирует поверхность объекта. С помощью электронного зонда с образца генерируются различные сигналы, несущие информацию о нем (рис. 2.1). Основными, являются следующие потоки электронов: отраженные, вторичные, Оже-электроны, поглощенные, прошедшие через образец, а также катодолуминесцентного и рентгеновского излучения. Посредством соответствующего детектора сигнал преобразуется в электрический и подается на экран компьютера, где возникает изображение поверхности объекта, соответствующее виду сигнала. Вторичные, отраженные и поглощенные электроны используются для получения изображений поверхности образца. Другие излучения используются в СЭМ как дополнительный источник информации.

В растровом электронном микроскопе наибольший интерес представляют сигналы, создаваемые вторичными и отраженными электронами, поскольку они меняются при изменении топографии поверхности по мере того, как электронный луч сканирует по образцу. Вторичная электронная эмиссия возникает в объеме вблизи области падения пучка, что позволяет получать изображения с относительно высоким разрешением. Объемность изображения возникает за счет большой глубины фокуса растрового электронного микроскопа, а также эффекта отнения рельефа контраста во вторичных электронах [80].

Первичные электроны, проникающие в образец, взаимодействуют с электронами внешних оболочек атомов объекта, передавая им часть своей энергии. Происходит ионизация атомов образца, а высвобождающиеся в этом случае электроны могут покинуть образец и быть выявлены в виде вторичных электронов. Они характеризуются очень малой энергией до 50 эВ и поэтому выходят из участков образца очень близких к поверхности (рис. 2.2). Глубина слоя, дающего вторичные электроны, составляет 1-10 нм. В пределах этого

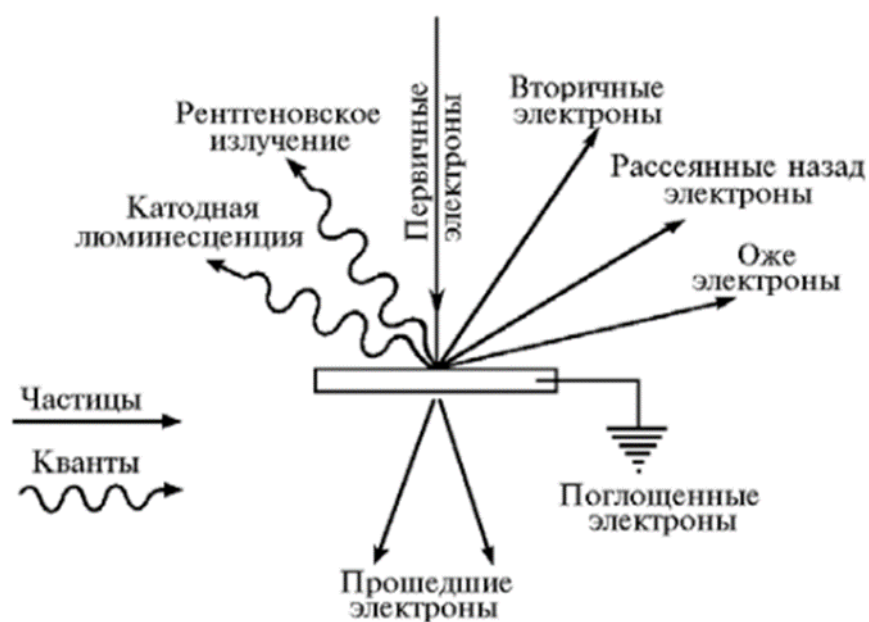


Рис. 2.1. Схема образования вторичных сигналов при взаимодействии электронов зонда с веществом мишени [17].

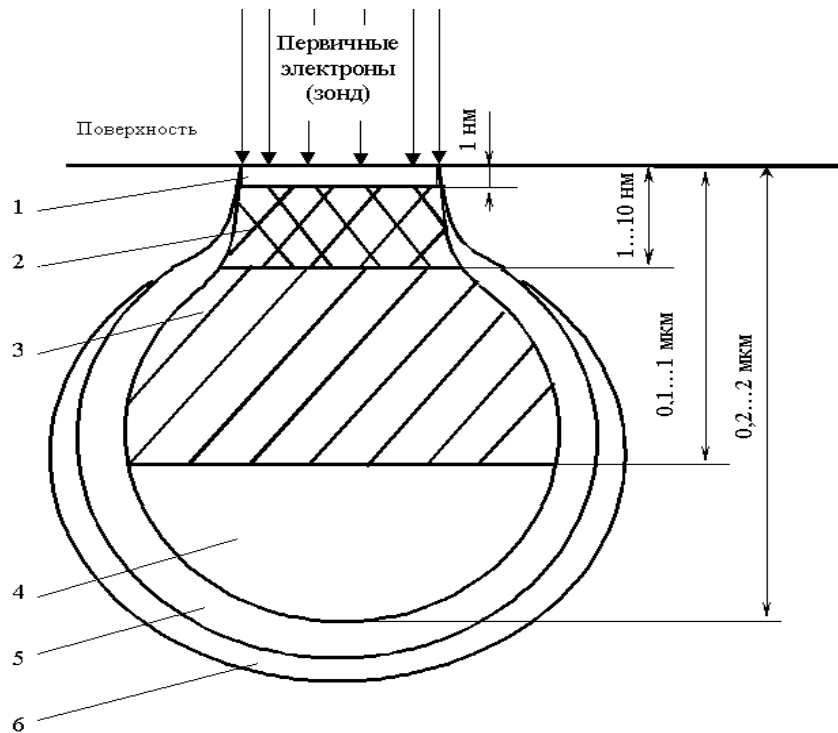


Рис. 2.2. Области сигналов и пространственное разрешение при облучении поверхности объекта потоком электронов (зонд). Области генерации: 1 – Оже-электронов, 2 – вторичных электронов, 3 – отраженных электронов, 4 – характеристического рентгеновского излучения, 5 – тормозного рентгеновского излучения, 6 – флуоресценции.

слоя рассеивание электронов пренебрежимо мало, и поэтому при получении изображений во вторичных электронах разрешающая способность определяется прежде всего диаметром первичного зонда. Вторичные электроны обеспечивают максимальную в сравнении с другими сигналами разрешающую способность порядка 5-10 нм. Количество образующихся вторичных электронов слабо зависит от атомного номера элемента. Основным параметром, определяющим выход вторичных электронов, является угол падения пучка первичных электронов на поверхность объекта. Таким образом, вариации наклона микроучастков поверхности вызывают резко выраженные изменения в выходе вторичных электронов. Этот эффект используется для получения информации о топографии поверхности.

С целью увеличения эмиссии вторичных электронов часто образец устанавливается под углом к оси зонда. При этом будет ухудшаться резкость изображения – его размытие по краям. Для ее исправления в СЭМ предусмотрена система компенсации угла наклона. Метод наклона образца применяют при исследовании плоских объектов (металлографических шлифов и др.). Для образцов с сильно развитым рельефом полностью провести коррекцию угла наклона не удастся.

2.1.1. Измерения линейных размеров

При проведении сканирования непроводящего образца электронным пучком, над поверхностью образца наблюдается аккумуляция электронов, формирующая "облако". Это облако препятствует исследованию, поскольку оно отклоняет зонд от поверхности, мешая вторичным и отраженным электронам достичь детектора. В результате искажается электронное изображение образца, проявляются разрывы и шумы, а картинка "плывет". Стандартный метод подготовки образцов к исследованию включает заливку эпоксидным наполнителем, последующее шлифование и полировку, а также нанесение токоотводящего слоя на поверхность. Однако этот процесс может нанести повреждения структуре пленки образца в результате механического воздействия при снятии шлифа. Хотя такая обработка идеально подходит для энергодисперсионного микроанализа, но приводит к деформации самого образца, нарушая его геометрию, что искажает данные при измерении линейных размеров (рис. 2.3).

При измерении толщины плёнок в рамках данной работы была разработана и запатентована новая методика по подготовке.

Образец фиксируется над поверхностью предметного столика, проклеенного двухсторонним скотчем. Далее используя тонкое и острое лезвие с торца кусочка соскребаются микроскопические частички непосредственного слоя плёнки. В следствии хрупкости данного проводящего

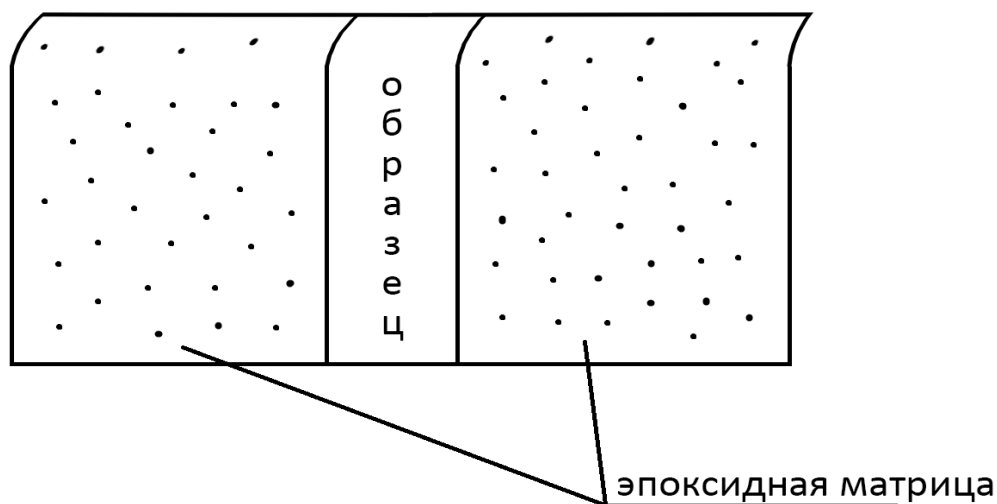


Рис. 2.3. Деформация верхнего слоя при снятии шлифа образца, подготовленного методом заливки в эпоксидную смолу.

слоя плёнки и прочности полимерной структуры подложки на скотч попадают и приклеиваются только микроскопические металлические осколки плёнки. Излишки, не приклеившиеся к предметному столику, сдуваются струёй сжатого воздуха. Так как осколки, являющиеся по своей природе проводником, получают отделены от диэлектрической подложки, и закрепляются в матрице проводящего углеродного скотча, то при исследовании СЭМ такой подготовки достаточно для получения качественного электронного изображения и измерения геометрии осколков с точностью до единиц нанометров, и химического анализа при помощи рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии в камере СЭМ.

Преимущества данного метода:

- плёнка не деформируется, что позволяет измерить её толщину с наибольшей точностью;
- отсутствие артефактов изображения, в следствии отсутствия непроводящего слоя подложки, мешающих измерениям;
- упрощение и ускорение процедуры проб подготовки.

2.2. Энергодисперсионный микроанализ

В состав электронного микроскопа MIRA 3 входит детектор рентгеновского излучения AZTEC X-ACT (Oxford Instruments). Эта система предназначена для энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС) – определение элементного состава в области взаимодействия пучка электронов с поверхностью образца, установленного в камеру СЭМ. Система получает информацию с входящего в систему детектора X-ACT установленного на сканирующий электронный микроскоп. Вследствие взаимодействия пучка электронов, формируемого в сканирующем микроскопе, с исследуемым образцом, возникают различные типы сигналов, которые регистрируются, устанавливаемыми на камеру микроскопа детекторами, в том числе детекторами X-ACT. С помощью ЭДС микроанализа возможно определение концентрации элементов от 0,1 % до 100 %.

Энергодисперсионный спектрометр X-ACT создан на базе полупроводникового детектирующего элемента, формирующего электрические импульсы, пропорциональные энергии фотона, которые затем

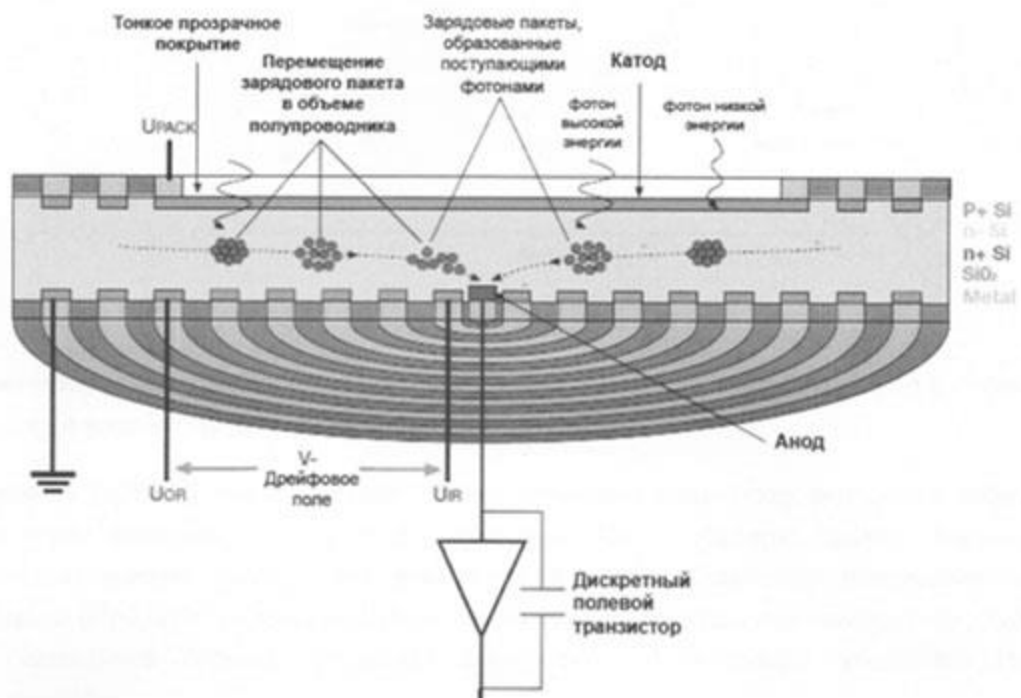


Рис. 2.4. Устройство ЭДС детектора [19].

сортируются по величине многоканальным анализатором для получения спектра. Для улучшения соотношения сигнал/фон требуется охлаждение детектирующего элемента. Поступающие в многоканальный анализатор импульсы быстро обрабатываются и суммируются в каждом канале анализатора.

Детектирующий элемент представляет собой составное электронное устройство с 5 выводами, вырабатывающее выходной сигнал в соответствии с поступающими фотонами входного излучения (рис. 2.4).

Электронная зонная структура элемента детектора устроена так, что валентная зона в нормальном состоянии заполнена электронами. Если один из электронов переходит в зону проводимости, он становится свободным для перемещения и повышает электропроводность материала, при этом в валентной зоне образуется «дырка», ведущая себя как свободный (подвижный) положительный заряд. Валентная зона отделена от зоны проводимости запрещённой зоной (для кремния 1.1 эВ).

Когда фотон попадает на детектирующий элемент, генерируются фотоэлектроны, передающие часть своей энергии электронам валентной зоны, которые переходят в зону проводимости. Таким образом, каждый фотон, попадающий в детектор, формирует короткий импульс электрического тока, создаваемый электронами и дырками, движущимися в противоположных

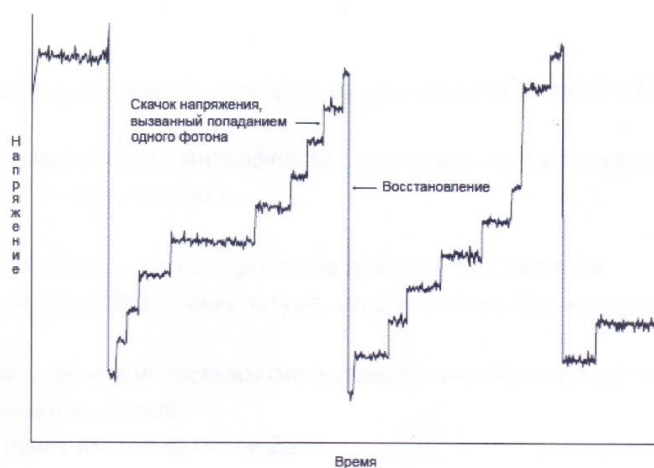


Рис. 2.5. Выходной сигнал с детектора [19].

направлениях под воздействием приложенного к детектору электрического поля (смещения). Энергия генерации одной электронно-дырочной пары для Si составляет 3.8 эВ. Величина выходного импульса (рис. 2.5) зависит от числа электронов и дырок, образующихся при кратности энергии фотона 3.8 эВ. Следовательно, фотон AlK α (энергия 1.487 кэВ) производит в среднем 391 пару электрон-дырка, тогда как фотон NiK α (7.477 кэВ) производит 1970 пар. Поэтому фотоны можно разделять по величине выходных электрических импульсов и формировать спектр по энергиям.

Сигнал детектирующего элемента усиливается предусилителем и передаётся в компьютер для построения спектра. Интенсивность (высота) линий спектра пропорциональна количеству фотонов с определённой энергией через величину электрического импульса. Таким образом, спектр содержит линии, которые характеризуют присутствие элементов в пробе. Сравнение интенсивностей линий исследуемого образца с интенсивностями тех же линий спектра, полученного со стандартного образца известного состава, позволяет определять концентрации элементов.

2.3. Электросиловая и магнитно-силовая микроскопии

Магнитно-силовая микроскопия является частным случаем атомно-силовой микроскопии, и используется для наблюдения и изучения магнитных свойств материалов на наномасштабном уровне. Она позволяет визуализировать магнитные домены, дефекты, переходные процессы с высоким разрешением и анализировать магнитные поля и структуры, а также измерять магнитные свойства образцов.

Магнитно-силовой микроскоп (МСМ) применяют при разработке материалов для магнитных носителей информации (магнитных лент, винчестеров, магнитооптических дисков и пр. [82-83]), используют при оптимизации режимов записи магнитных головок, для изучения структуры и свойств наночастиц, сплавов, нанокомпозитных материалов и тонких плёнок,

при разработке методов сверхплотной записи информации, в изучении сверхпроводников, в биологических и геофизических исследованиях [84-85].

В МСМ имеется миниатюрный зонд из ферро магнитного материала, с помощью которого прецизионная механическая система микроскопа регистрирует величину магнитной силы, действующей на этот магнит, вблизи поверхности образца. В бесконтактном режиме работы атомно-силового микроскопа силы, действующие на иглу, обусловлены вандер-ваальсовым взаимодействием [86-87]. В МСМ к действующим на иглу силам добавляются также магнитные силы. При удалении иглы от поверхности на расстояние 10 - 50 нм универсальное вандер-ваальсово притяжение практически полностью исчезает, и силовое воздействие на иглу оказывают в основном магнитные силы. В этом случае отклонение иглы от прямолинейного движения обусловлено именно магнитным взаимодействием (рис. 2.6).

В силу малых размеров иглу магнитного силового микроскопа можно аппроксимировать магнитном диполем. Сила, действующая на иглу, определяется следующим соотношением:

$$F = m_0 \text{grad}H \quad (2.1)$$

где m_0 – магнитный момент иглы, H – напряжённость магнитного поля.

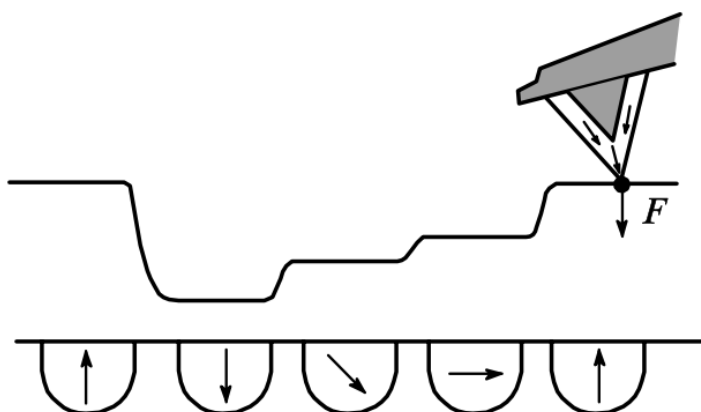


Рис. 2.6. Схема, иллюстрирующая действие магнитной силы на зонд МСМ. Стрелки внизу показывают ориентацию магнитных доменов на поверхности образца.

Магнитное микровключение в образце будет создавать вокруг себя магнитное поле, напряженность которого на расстоянии R равна:

$$H(R) = \frac{3r(\mathbf{r}m) - m}{R^3} \quad (2.2)$$

где \mathbf{r} – единичный радиус-вектор, m – магнитный момент микровключения.

Сила взаимодействия между иглой микроскопа и магнитным микровключением с учётом уравнений равна:

$$F = \text{grad} \left[\frac{3(\mathbf{r}m)^2 - mm_0}{R^3} \right] \quad (2.3)$$

Сравнительный анализ различных методов, используемых для изучения магнитных свойств поверхности, показывает, что МСМ при высокой чувствительности к магнитному полю ($\sim 10^{-4}$ Тл) позволяет получить рекордное пространственное разрешение по сравнению с другими методами магнитных измерений. МСМ лишь незначительно уступает сканирующему СКВИД'овскому микроскопу по чувствительности к магнитному полю [88].

2.4. Методика и техника низкотемпературных измерений намагниченности и восприимчивости

Для исследования температурной и полевой зависимостей намагниченности пленок в широком диапазоне температур использовался измерительный комплекс MPMS 3 SQUID (Superconducting Quantum Interference Device – "сверхпроводящий квантовый интерферометр") (рис. 2.7, а). СКВИД-магнитометр – это высокочувствительный прибор, используемый для измерения слабых магнитных полей. Он основан на принципе сверхпроводимости и квантовой интерференции.

Измерительная система СКВИД-магнетометра состоит из четырёх сверхпроводящих колец. Эти кольца включены навстречу друг другу так, что магнитный поток, созданный внешним магнитом, не приводит к возникновению напряжения на кольцах (рис. 2.7, б). Когда материал переходит в сверхпроводящее состояние (обычно ниже критической

температуры), электроны образуют пары, называемые куперовскими парами, которые движутся без рассеяния, что позволяет току протекать без энергетических потерь. Изменение магнитного поля влияет на фазу электронных пар, протекающих через оба пути в кольце. Это приводит к изменению тока через сверхпроводящее соединение и, соответственно, изменению напряжения на нем. Путем измерения этого изменения напряжения можно определить изменение магнитного поля. Это изменение магнитного поля создаёт магнитный поток $\Phi = B \cdot S$ через сверхпроводящее кольцо и вызывает изменение фазы сверхпроводящих электронных пар в кольце. При наличии слабого сверхпроводящего соединения (такого как джозефсоновский переход) между двумя частями кольца, происходит интерференция сверхпроводящих токов. Изменение полного магнитного

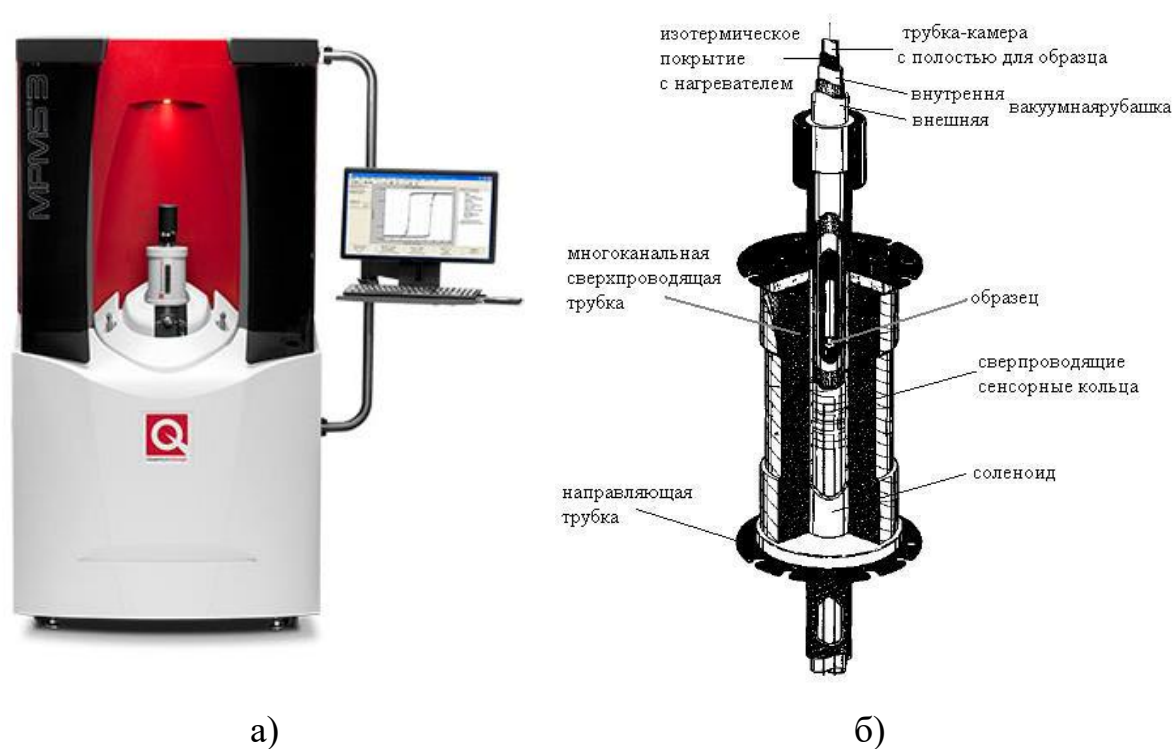


Рис. 2.7. а) Внешний вид комплекса для автоматизированных измерений магнитных свойств материалов в широком диапазоне магнитных полей и температур MPMS SQUID VSM Quantum Design. б) Схема расположения основных элементов СКВИДа.

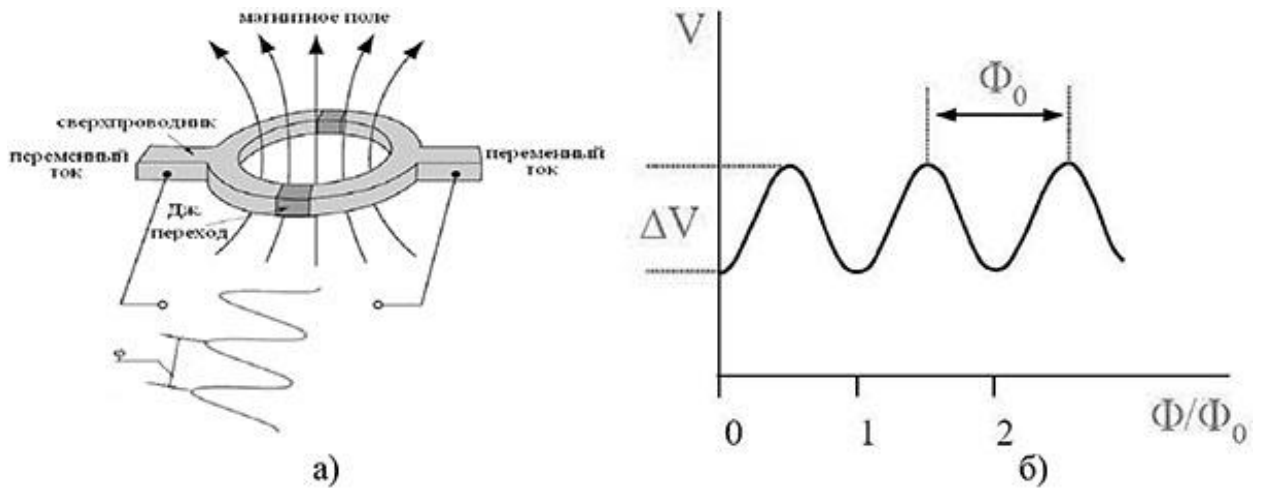


Рис. 2.8. а) Схема датчика СКВИД-магнетометра; б) зависимость напряжения V на сверхпроводящем кольце зависимости от магнитного потока Φ [89].

потока, проходящего через кольцо, вызывает изменение фазы волновой функции электронов на контактах – это называется эффектом Джозефсона. Это изменение фазы влияет на сверхпроводящие токи, протекающие через контакт. Путем измерения этих изменений токов или напряжений на контакте Джозефсона можно определить изменение магнитного поля. Разность фаз волновой функции сверхпроводящих электронов на контакте Джозефсона φ зависит от полного магнитного потока Φ через сверхпроводящее кольцо ($\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0$). Сверхпроводящий ток через контакт Джозефсона равен:

$$I_c \sin(\varphi) = I_c \sin(2\pi\Phi/\Phi_0) \quad (2.4)$$

где I_c – критический ток контакта Джозефсона, $\Phi_0 = h/2e = 2.068 \cdot 10^{-15}$ Вб.

Через сверхпроводящее кольцо СКВИД-магнетометра, содержащее два контакта Джозефсона, пропускается постоянный ток I_c , больший критического значения. При токе $I > I_c$ на контакте Джозефсона появляется напряжение $V = \Phi_0(d\varphi/dt)$ (рис. 2.8, б) [90].

Режим работы СКВИД-магнетометра MPMS 5XL на постоянном токе позволяет определить основные магнитные характеристики вещества: коэрцитивную силу, намагниченность насыщения, поле насыщения

намагниченности, температуру Кюри, магнитную восприимчивость, эффективный магнитный момент, средний спин. В работе измерялся магнитный момент плёнок во внешнем приложенном магнитном поле, и далее пересчитывался в намагниченность по следующей формуле:

$$M = \frac{\mu}{V} \quad (2.5)$$

где μ – экспериментально полученный магнитный момент образца, V — объём пленки.

2.5. Методика и техника низкотемпературных измерений проводимости

Электрическое сопротивление композитных пленок определяли на приборе PPMS-9 Quantum Design (рис. 2.9) четырех контактным методом в широком диапазоне температур в магнитных полях до 1 Тл (рис. 2.10). Такой метод соединения позволяет измерять сопротивление образцов порядка $10^8 \div 10^7$ Ом.

Прибор PPMS-9 состоит из:



Рис. 2.9. Внешний вид комплекса для исследования физических свойств материалов в широком диапазоне температур и магнитных полей PPMS-9 + EverCool-II Quantum Design.

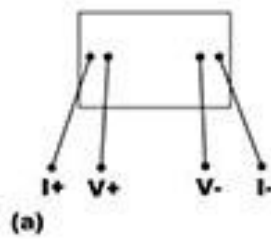


Рис. 2.10. Схематичное изображение подключение контактов к пленке, 4-х контактным методом.

- сверхпроводящий магнит;
- система непрерывного контроля температуры в диапазоне 1.9 – 400 К;
- вакуумный насос;
- консоль электроники, станция управления, пакет программного обеспечения MultiVu.

Насадка для измерения температуры EverCool™-II включает не криогенную интегрированную систему сжижения гелия замкнутого цикла без использования жидкого гелия. Для охлаждения системы необходим только газообразный гелий.

Удельное сопротивление считалось следующим образом:

$$\rho = \frac{RS}{l} \quad (2.6)$$

где R — сопротивление, измеренное прибором, l — расстояние между контактами напряжения, S — площадь поперечного сечения.

Четырехконтактное подключение позволяет измерять сопротивление величиной порядка $10^{-8} \div 10^7$ Ом. Полученные температурные зависимости электропроводности вычитались друг из друга с помощью математической программы. Возникающая при этом разность проводимостей в магнитном поле G_B и без поля G_0 при фиксированной температуре называется магнитной проводимостью, которую можно рассчитать по формуле:

$$\Delta G = G_B - G_0 \quad (2.7)$$

А отношение магнитной проводимости ΔG к значению проводимости без поля G_0 отражает процентное изменение проводимости во внешнем магнитном поле и без поля, и называется относительной магнитной проводимостью. По величине относительную проводимость можно сопоставить со значением магнетосопротивления: обычным, гигантским, колоссальным и туннельным.

2.6. Составы, толщины и структура исследуемых плёнок

Нанесение плёнок выполнялось на лист полиэтилентерефталата формата А4 размером 297×210 мм² с использованием метода ионного бомбардирования

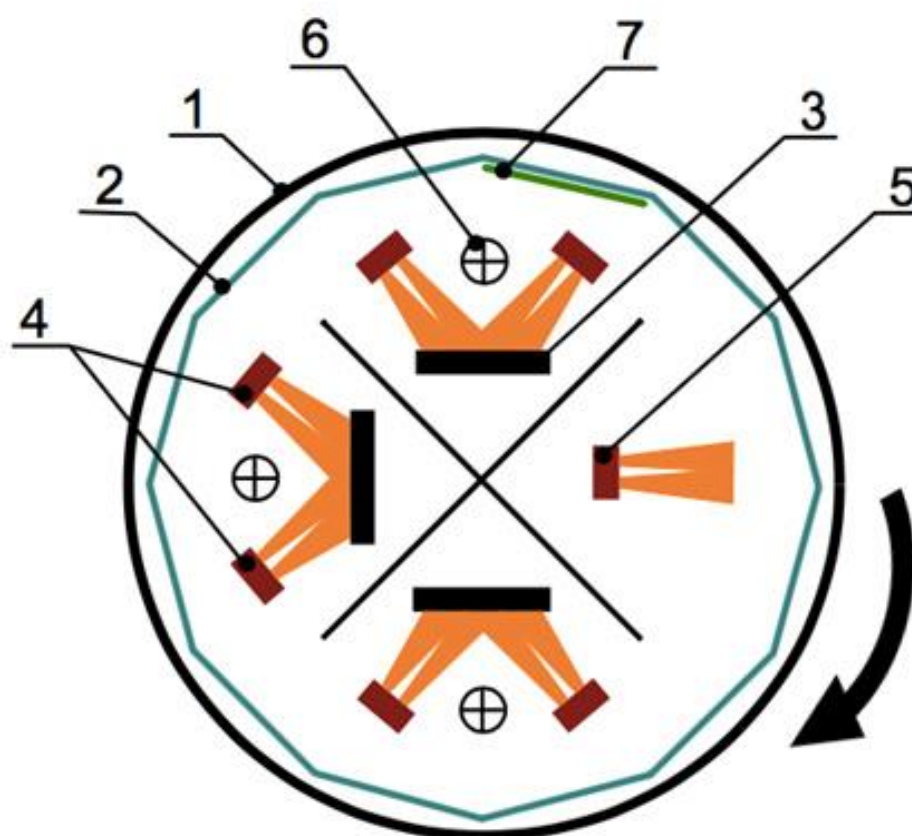


Рис. 2.11. Установка для ионно-лучевого напыления плёнок. 1 — вакуумная камера, 2 — подложкодержатель, 3 — водоохлаждаемая мишень, 4 — источник ионно-лучевого распыления, 5 — источник ионно-лучевого травления, 6 — компенсатор, 7 — подложка для плёнок.

мишеней в напылительной установке, которая представляет собой модернизированный вакуумный напылительный пост УВН-2М (рис. 2.11).

В вакуумной камере (1) размещено 7 источников ионно-лучевого распыления (4): шесть служили для напыления металлических, композитных, полупроводниковых или диэлектрических слоёв, один – для очистки подложки (5). По периметру камеры расположен подложкодержатель (2), который закреплён на оси и может вращаться со скоростью от 0.001 до 1 об/мин. Для подачи напряжения на источник ионов используются высоковольтные блоки питания БП - 100 с регулируемым напряжением от 0 до +7 кВ. Отсутствие принудительного охлаждения упрощает перемещение подложек для нанесения разных плёнок и ионной очистки. Это позволяет получать различные композиционные наноструктуры, включая аморфные металлические сплавы с диэлектриками и многослойные плёнки из ферромагнитных сплавов или композиты с диэлектрическими и полупроводниковыми слоями на вращающейся подложке [18].

Перед процессом напыления каждая подложка подвергалась процессу ионной очистки для улучшения адгезии между веществом мишени и подложкой. Напыление производилось в атмосфере рабочего газа (аргон). Рабочий газ подается в источник ионов, а активные газы в рабочую камеру, что уменьшает изменение состава плазмы в источнике ионов и обеспечивает более стабильную работу при реактивном распылении материалов. Напыление возможно осуществлять под прямым углом к плоскости подложки и под наклоном в 45° , а также регулировать следующие параметры: давление рабочего газа, тока плазмы, напряжения на аноде и время напыления. Параметры напыления для исследованных образцов представлены в таблице 1. Для синтеза образцов использовались мишени, состоящие из металлических сплавов: $Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.1}$, $Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2}$ и диэлектрика: Zr_2O , SiO_2 .

Таблица 1. Параметры напыления исследованных образцов

Наименование серии	Метал. сплав	Диэлектрик	Угол наклона	Время процесса, мин	Давление аргона, $\times 10^{-4}$ Торр	Напряжение на аноде, кВ	Ток плазмы, мА
A	CoFeV	SiO ₂	прямой	122	1.7	2.6	60
B	CoFeV	SiO ₂ +N ₂	прямой	155	1.8	2.8	60
C	CoTaNb	MgO	прямой	120	1.2	2.4	64
D	CoTaNb	SiO ₂	прямой	147	2.0	2.0	75
E	CoFeV	MgO	прямой	137	1.4	2.6	64
F	CoFeZr	Zr ₂ O+N ₂	прямой	155	1.8	2.8	60

Для F и B серий в качестве рабочего газа использовался азот. Полет частиц, выброшенных с мишеней в атмосфере азота, привел к образованию на поверхности частиц слоя молекул азота. Это привело к созданию композитных пленок с гранулированной структурой, простирающейся за пределы перколяционной области (передача электрического тока через металлическую матрицу). Содержание азота в элементном составе пленок варьировалось от 7.3 до 8.9 ат. %. Влияние атмосферы азота при напылении плёнок на структуру тонких металлических плёнок описано, например, в работе [91]. Отмечается влияние атмосферы азота на коэрцитивную силу магнитной плёнки вследствие увеличения доли вещества с одноосной магнитной анизотропией. Был обнаружен эффект изоляции гранул порами или немагнитным веществом, что снижает магнитное взаимодействие между гранулами. Также отмечено наличие кристаллических дефектов, таких как дислокации, а также включения немагнитных нитридов.

В процессе подготовки пленок для исследования пленка из полиэтилентерефталата с нанесенным слоем композита была разрезана на 10 - 12 полос образцов (рис. 2.13, б), каждая полоска характеризовалась определенной концентрацией металлического сплава x (таблицы 2 - 7). Применяется следующее правило: чем выше номер пленки, тем выше температура металлических мишеней, из которых выбрасываются

металлические частицы. Для измерения магнитного момента, электрического сопротивления, исследования плёнок методом ФМР и магнито-силовой и электронной микроскопии из каждой полосы был вырезан небольшой кусочек пленки на подложке из полиэтилентерефталата размером $5 \times 3 \text{ мм}^2$.

Из таблицы 3 видно, что для плёнки $(\text{CoFeV}+\text{SiO}_2+\text{N}_2)$ с увеличением номера пленки с 1 по 10 концентрация металлического сплава CoFeV сначала увеличивается, а затем уменьшается. Это связано с тем, что номер пленки соответствует времени нанесения пленок. Чем дольше время нанесения, тем выше температура мишеней, и тем больше становится концентрация диэлектрических частиц в пленке. Следовательно, хотя составы пленок 1 и 9 близки друг к другу, их микро- и наноструктуры различаются (рис. 2.12), и, соответственно, их магнитные и проводящие свойства также будут различаться. Для пленок с составами $x > 0.50$ должна происходить перколяционная структура по всей пленке. Однако перколяционная структура при $x = 0,51$ происходит только в определенных областях пленки, так как нанесение пленок производилось в атмосфере азота.

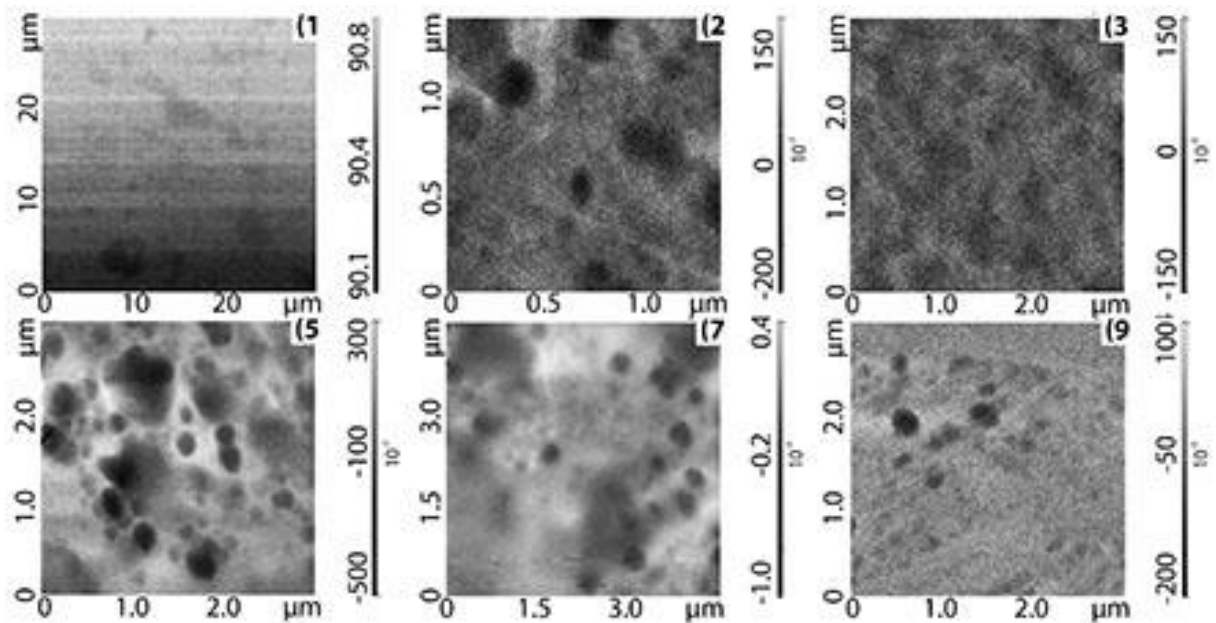


Рис. 2.12. Изображения магнито-фазового контраста плёнок $(\text{CoFeV}+\text{SiO}_2+\text{N}_2)$: 1- $x = 0.46$, 2 - 0.50, 3 - 0.51, 5 - 0.50, 7 - 0.42, 9 - 0.34.

Таблица 2. Составы и толщины композитных плёнок А серии

Номер плёнки	d, нм	x, %	Co	Fe	O	Si
1	504	45	22,16	23,31	37,14	17,39
2	514	44	23,56	20,74	38,24	17,46
3	524	49	26,26	23,03	34,33	16,37
4	529	56	29,04	27,24	28,15	15,57
5	534	64	33,98	29,65	24,08	12,29
6	634	64	34,07	29,85	23,73	12,34
7	733	68	36,26	31,56	21,01	11,17
8	796	77	40,96	35,72	14,92	8,40
9	859	81	43,18	37,47	12,17	7,19
10	774	83	44,88	38,28	10,44	6,40

(a)

(б)

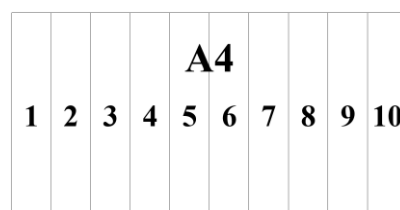
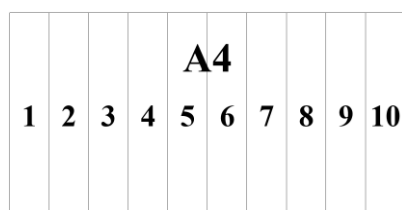
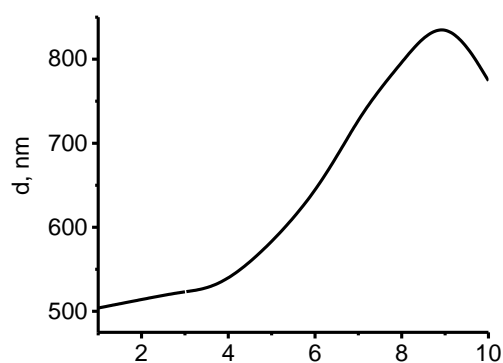
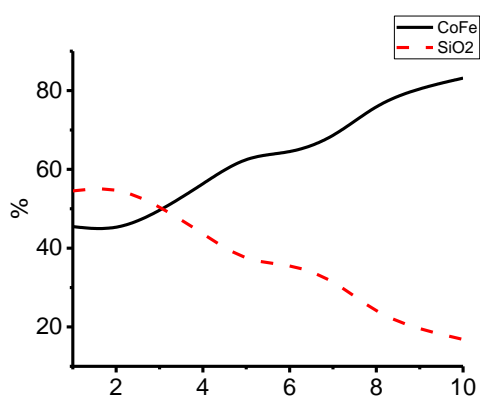


Рис. 2.13. Зависимость концентрации металлической и диэлектрической фаз А серии (а) и толщины плёнки (б) от номера образца.

Таблица 2. Составы и толщины композитных плёнок В серии

Номер плёнки	d, нм	x, %	B	Co	Fe	N	O	Si
1	1400	46	1.96	24.08	19.55	8.06	36.65	9.69
2	1462	50	2.29	26.24	21.24	8.25	32.92	9.06
3	1748	51	4.64	25.75	20.39	8.33	31.89	9.00
4	1538	51	3.41	26.24	21.37	8.07	31.82	9.08
5	1699	50	2.82	26.30	21.19	8.05	32.13	9.51
6	1747	46	2.78	24.17	19.24	8.12	34.91	10.77
7	2053	42	3.23	21.70	17.22	8.39	37.39	12.08
8	2206	38	3.17	19.57	15.66	8.41	39.98	13.20
9	1599	34	1.95	17.57	14.42	8.34	43.28	14.44
10	1936	31	1.40	16.62	13.36	8.52	44.93	15.17

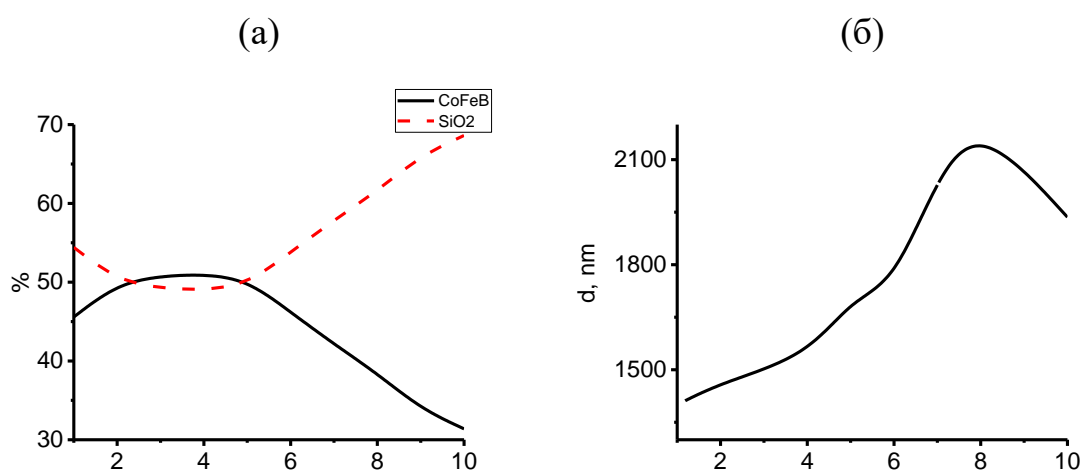


Рис. 2.14. Зависимость концентрации металлической и диэлектрической фаз В серии (а) и толщины плёнки (б) от номера образца.

Таблица 3. Составы и толщины композитных плёнок С серии

Номер плёнки	d, нм	x, %	Co	Mg	Nb	O	Ta
1	300	23	27,54	23,60	3,96	46,87	1,41
2	311	24	28,77	22,50	4,16	44,58	1,43
3	530	27	31,61	22,26	4,72	41,41	1,38
4	640	39	39,71	19,78	5,66	34,85	1,19
5	711	41	43,76	17,61	6,31	32,31	1,25
6	798	49	53,47	12,93	7,49	26,12	1,26
7	856	53	57,29	11,13	7,92	23,66	1,25
8	975	59	63,40	8,72	8,50	19,38	1,23
9	843	63	66,68	7,19	8,87	17,26	1,21
10	789	62	68,80	5,95	9,02	16,22	1,27
11	681	67	69,75	5,65	9,04	15,56	1,19
12	642	63	65,49	6,41	9,18	18,92	1,21

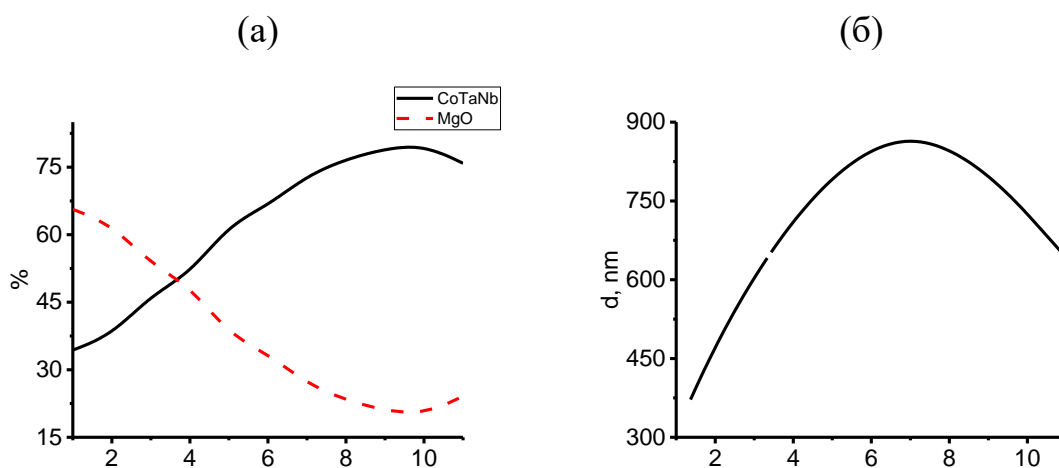


Рис. 2.15. Зависимость концентрации металлической и диэлектрической фаз С серии (а) и толщины плёнки (б) от номера образца.

Таблица 4. Составы и толщины композитных плёнок D серии

Номер плёнки	d, нм	x, %	Co	O	Nb	Si	Ta
1	587	31	27,9	49,2	3,4	19,4	0,1
2	976	37	32,9	43,3	4,3	18,3	0,2
3	1305	42	36,8	40,7	4,5	17,6	0,4
4	1335	48	41,5	36,1	5,6	16,3	0,5
5	1396	55	48,2	31,3	6,2	13,5	0,6
6	1458	72	62,7	20,2	8,0	8,2	1,0
7	1505	65	57,2	24,5	7,2	10,2	0,9
8	1383	68	60,2	22,0	7,5	9,4	0,8
9	1157	59	51,6	28,5	6,6	12,5	0,7
10	1028	73	64,1	19,7	7,9	7,3	1,0
11	991	73	63,0	20,6	8,3	6,6	1,3

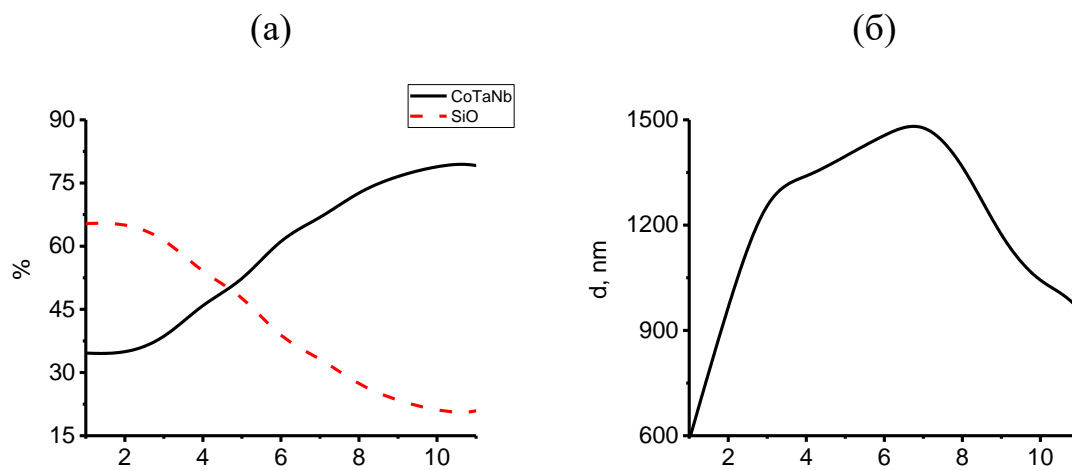


Рис. 2.16. Зависимость концентрации металлической и диэлектрической фаз D серии (а) и толщины плёнки (б) от номера образца.

Таблица 5. Составы и толщины композитных плёнок E серии

Номер плёнки	d, нм	x, %	B	Co	Fe	Mg	O
1	383	30	0,20	15,67	14,25	24,17	45,70
2	490	34	0,62	17,56	15,51	23,75	42,56
3	735	38	1,37	19,82	17,25	22,45	39,11
4	820	45	3,09	22,52	19,51	19,58	35,30
5	830	51	5,42	24,29	20,85	17,47	31,97
6	878	57	6,64	27,31	23,33	14,62	28,11
7	837	62	7,35	29,61	25,36	12,23	25,45
8	848	66	6,73	32,12	26,99	10,49	23,67
9	854	67	8,05	32,10	27,25	9,91	22,68
10	761	67	8,68	31,55	27,03	9,62	23,13
11	628	63	5,86	30,80	26,67	10,09	26,58
12	405	56	1,83	29,60	24,88	9,45	34,24

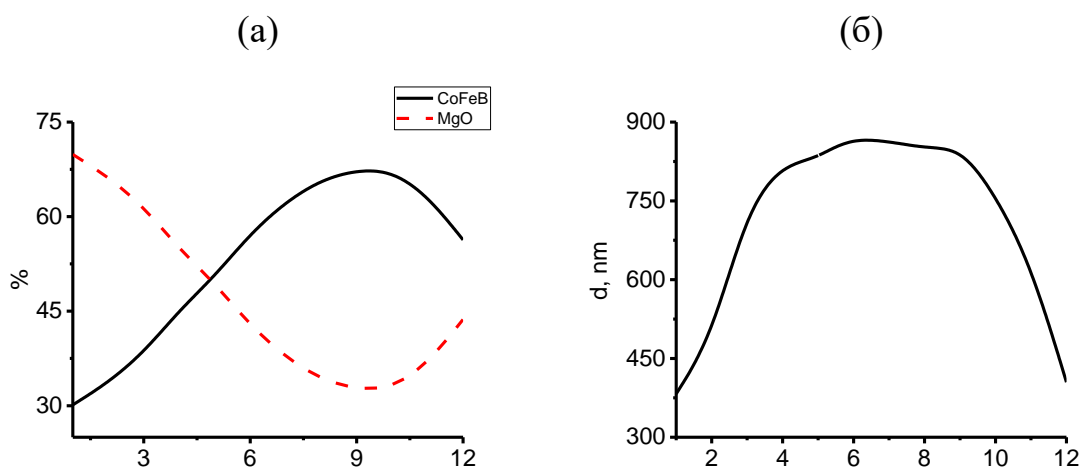


Рис. 2.17. Зависимость концентрации металлической и диэлектрической фаз E серии (а) и толщины плёнки (б) от номера образца.

Таблица 6. Составы и толщины композитных плёнок F серии

Номер плёнки	d, нм	x, %	Co	Fe	N	O	Zr
1	400	48	15	14	3	49	20
2	483	53	18	16	3	44	19
3	532	56	20	18	4	40	18
4	581	60	23	20	4	36	17
5	704	65	27	23	4	31	15
6	827	69	29	26	3	28	14
7	830	71	31	27	3	25	13
8	833	73	33	29	3	23	12
9	836	75	34	30	3	22	11
10	840	75	34	30	3	22	11
11	745	75	34	30	2	23	10
12	650	73	34	29	2	25	10

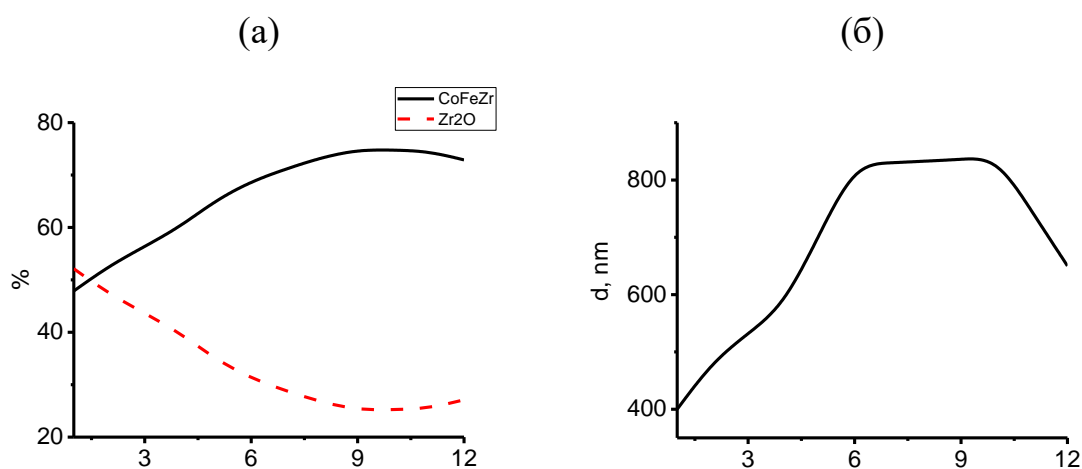


Рис. 2.18. Зависимости концентрации металлической и диэлектрической фаз (а) и толщины плёнки (б) F серии от номера образца (полоски). Снизу показан лавсановый лист формата А4 и его деление на полоски.

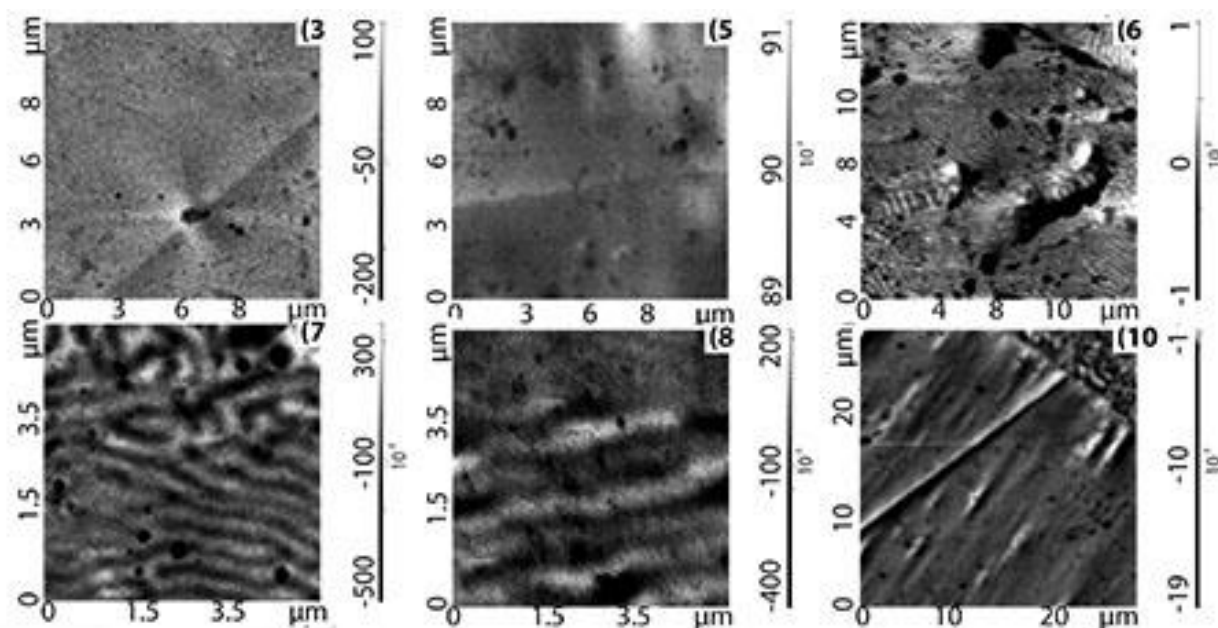


Рис. 2.19. Изображения магнито-фазового контраста плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) $x = 0.49$, 5 - 0.64, 6 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83.

Изображения магнитного фазового контраста поверхности пленки получали с использованием атомного микроскопа (Integra Prima, NT-MDT, Россия) с кантилевером MFM10. Кремниевый зонд был покрыт магнитным сплавом CoCr толщиной 40 нм, и радиус кончика зонда составлял 20 нм. Частота внешней силы, действующей на кантилевер с зондом, настраивалась в диапазоне частот от 47 до 90 кГц. Фазовое различие ($\Delta\phi$), которое менялось в зависимости от магнитного взаимодействия между зондом и поверхностью пленки, записывалось в микроскопе. Притяжение и отталкивание зонда от области магнитной поверхности пленки соответствовали разным знакам $\Delta\phi$. Полученная зависимость $\Delta\phi$ от координат поверхности пленки преобразовывалась в изображение магнитной фазовой контрастности, изображающее размеры и формы магнитных однородных областей с постоянным сдвигом фазы (Рис. 2.12, 2.19).

На рис. 2.20 представлены изображения магнито-силовой микроскопии фрагментов образца с атомной концентрацией металлического сплава $x = 0.46$. Рассмотрение одной и той же области плёнки на разных масштабах позволяет

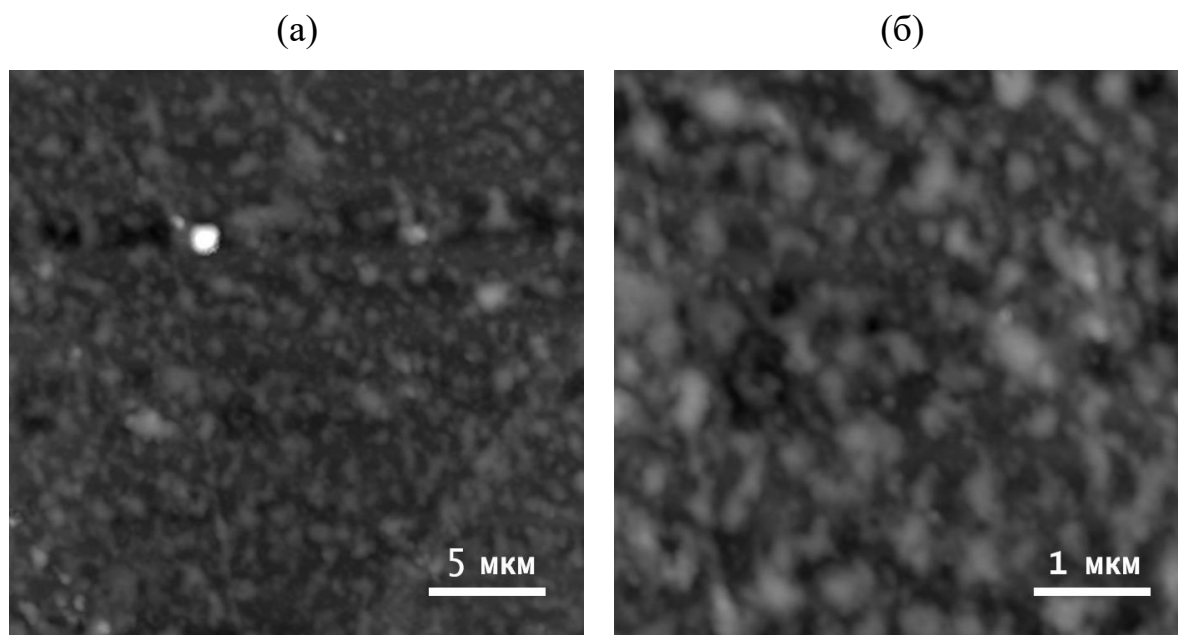


Рис. 2.20. Изображения атомно-силовой микроскопии плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}$) на площадках с линейным размером (а) 25 мкм и (б) 5 мкм.

более полно описать топографические особенности. Так, на рис. 2.20, а можно видеть четко прослеживаемую нерегулярную гранулированную структуру. В отличие от плёнок, исследованных в работах [92-94], даже при высокой концентрации металлического сплава здесь не происходит объединения гранул в крупные сплавные образования. Мелкие гранулы здесь (рис. 2.20, б) срастаются в агрегаты, оставаясь при этом отделёнными друг от друга поверхностями раздела, что может облегчать расчет факторов размагничивания таких структур.

Учитывая, что средняя толщина вещества нанокompозита в данных пленках составляет от 0.5 до 1.5 мкм, можно считать, что структурной моделью данной пленки с хорошей точностью является набор сплюснутых в плоскости пленки независимых частиц эллипсоидальной формы.

ГЛАВА 3. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И МАГНИТО-ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ И ПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ МЕТАЛ–ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЁНОК

3.1. Температурные зависимости намагниченности и параметров гистерезиса композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2$) в магнитных полях 0 - 5 Тл

Все измерения магнитного момента композитных плёнок были проведены с использованием автоматизированного комплекса, включающего в себя, СКВИД - магнитометр и термостат с интервалом рабочих температур от 2 до 400 К. Технические детали, методика измерений и принцип работы СКВИД - магнитометра подробно описаны в разделе 2.4. Температурные зависимости намагниченности плёнок были измерены в двух режимах: режим нагрева после предварительного охлаждения образца до 2 К в нулевом внешнем магнитном поле (или режим ННМП) и в процессе последующего охлаждения образца в ненулевом внешнем магнитном поле (или ОМП)

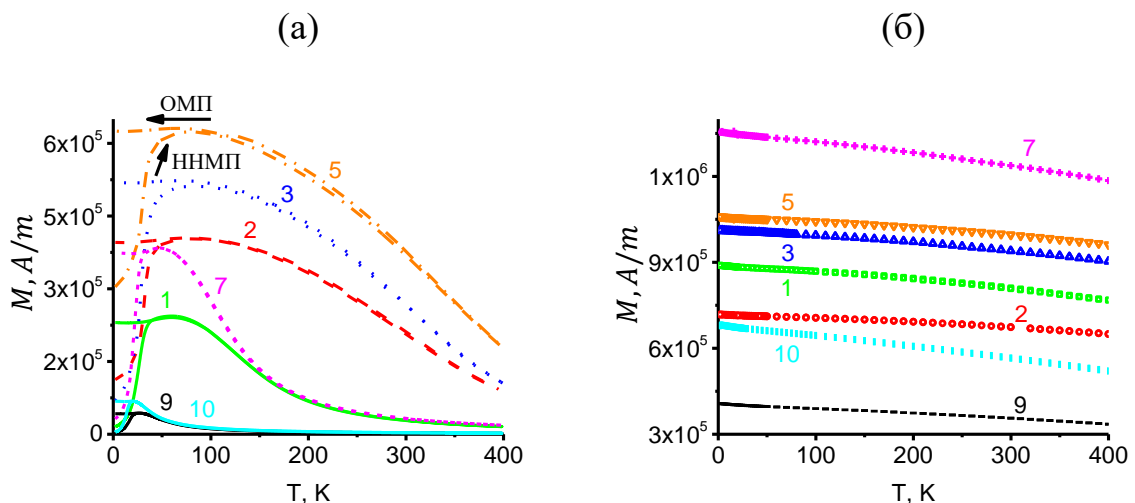


Рис. 3.1. Температурные зависимости намагниченности композитных плёнок в серии в магнитном поле 5 мТл (а), и в магнитном поле 5 Тл (б). Номера кривых и номера плёнок, приведённых в таблице 2, совпадают. Стрелками указано направление движения по температуре при измерениях плёнок.

(рис. 3.1, а). Магнитное поле было направлено параллельно поверхности плёнки, а величина индукции поля изменялась в интервале от -5 до 5 Тл. При снятии зависимости магнитного момента от величины приложенного внешнего магнитного поля магнитное поле вначале увеличивалось от 0 до 5 Тл, затем уменьшалось до - 5 Тл и далее при увеличивалось от - 5 до 5 Тл. Как видно из рис. 3.1, а для всех композитных плёнок В серии с разной концентрацией металлического сплава x , находящихся в магнитном поле 5 мТл, наблюдается сначала увеличение намагниченности с ростом температуры в интервале температур от 4 до 50 К, а затем монотонное их уменьшение в интервале от 100 до 400 К. Максимум намагниченности при температуре $T = 70$ К обусловлен близкими значениями постоянного магнитного поля и коэрцитивного поля плёнок. При температурах выше 100 К внешнее магнитное поле при 5 мТл выстраивает магнитные моменты в металлических гранулах по полю, а ниже 50 К магнитное поле не упорядочивает магнитные моменты гранул по направлению магнитного поля. При увеличении магнитного поля до 5 Тл для всех плёнок В серии наблюдается монотонное уменьшение намагниченности с ростом температуры (рис. 3.1, б). Отметим, что самые малые значения

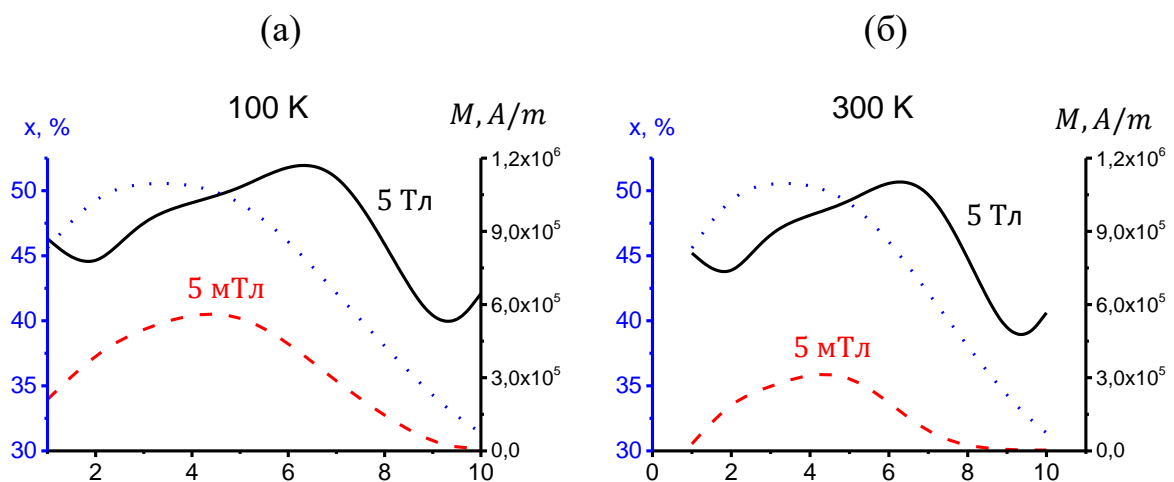


Рис. 3.2. Зависимости намагниченности композитных плёнок В серии в полях 5 мТл и 5 Тл при температурах 100 К (а) и 300 К (б) от номера плёнок.

намагниченности в больших полях (рис. 3.1, б) свойственны плёнкам № 9 и № 10 с наименьшей концентрацией металлического сплава x .

На рис. 3.2 представлены срезы данных, взятых из рис. 3.1 при двух температурах: 100 К (а) и 300 К (б) и концентрация металлического сплава фазы, построенные от номеров плёнок. Концентрация металлического сплава максимальна для плёнки № 3 и убывает от неё влево и вправо. На графике наблюдается хорошая корреляция поведения намагниченности и концентрации металлического сплава при малых магнитных полях $B = 5$ мТл. При увеличении индукции магнитного поля до 5 Тл максимум намагниченности смещается вправо по оси абсцисс, что соответствует образцам с более однородной гранулированной перколяционной структурой. Можно предположить, что с увеличением магнитного поля вблизи порога перколяции границы доменов размываются тем сильнее, чем равномернее металлические гранулы растворены в диэлектрической матрице плёнки, повышая её чувствительность к внешнему магнитному полю.

3.2. Петли гистерезиса для композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2+\text{N}_2$)

На рисунках 3.3 и 3.4 приведены зависимости намагниченности от магнитного поля, называемые петлёй гистерезиса, при двух различных температурах: 2 К (рис. 3.3) и 400 К (рис. 3.4). Для плёнки № 9, которая имеет наименьшую концентрацию металлического сплава, наблюдается минимальное значение намагниченности (рис. 3.1, б) и для неё характерно максимальное значение коэрцитивной силы. С увеличением концентрации металлического сплава в плёнках, значение намагниченности насыщения также возрастает, в то время как коэрцитивная сила образцов, наоборот, уменьшается. При повышении температуры до 400 К характер кривых остается неизменным, однако площадь петель гистерезиса сокращается, и это происходит совместно с уменьшением значений намагниченности насыщения и коэрцитивной силы для всех исследуемых плёнок.

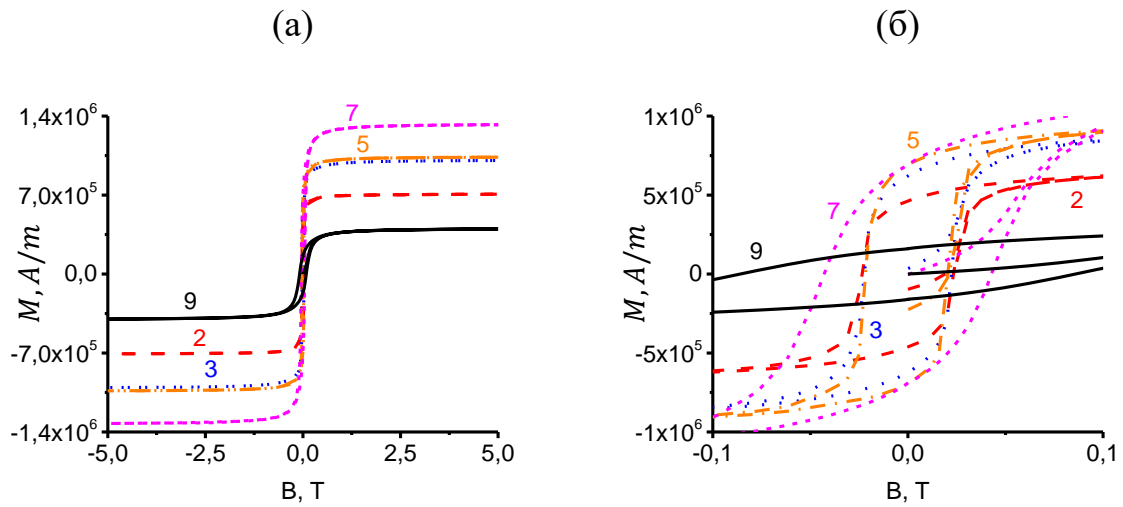


Рис. 3.3. Магнито - полевые зависимости намагниченности композитных плёнок В серии при температуре 2 К: Номера кривых и номера плёнок, приведённых в таблице 2, совпадают. Концентрации металлического сплава x : 2 - 0.50. 3 - 0.51, 5 - 0.50. 7 - 0.42, 9 - 0.34. На рисунке (б) показан увеличенный масштаб.

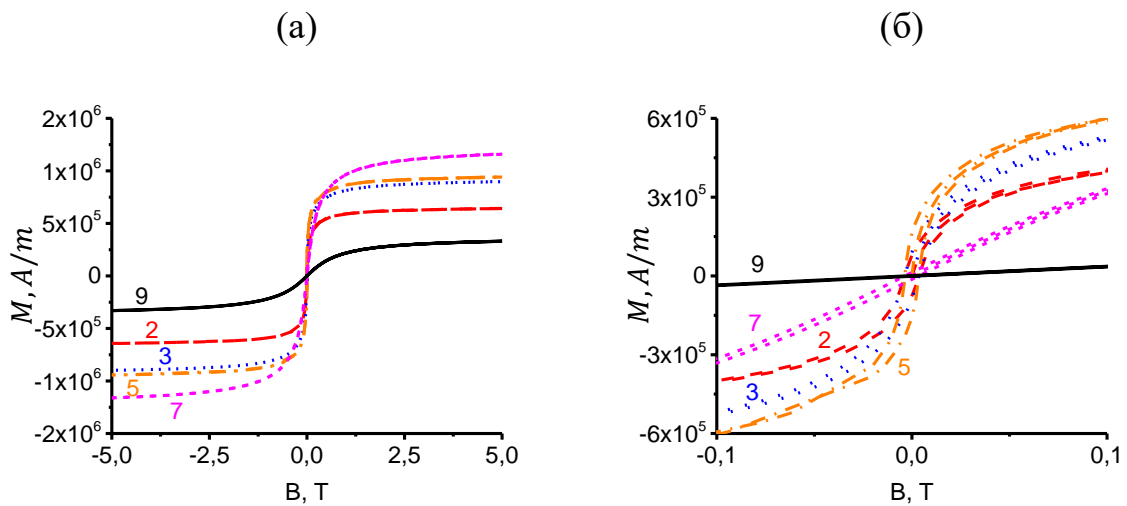


Рис. 3.4. Магнито - полевые зависимости намагниченности композитных плёнок В серии при температуре 400 К: 2 - $x = 0.50$. 3 - 0.51, 5 - 0.50. 7 - 0.42, 9 - 0.34. Номера кривых и номера плёнок совпадают. На подрисунке (б) показан увеличенный масштаб.

На рис. 3.5 приведены зависимости ширины петли гистерезиса (коэрцитивной силы) и концентрации металлического сплава x композитных плёнок В серии от номера плёнок при температурах 2 К и 400 К. Видно, что при высоких температурах коэрцитивная сила практически не зависит от микроструктуры плёнок, а при низких температурах её чувствительность к микроструктуре плёнки возрастает на порядок. При температуре 2 К коэрцитивная сила при увеличении концентрации металлического сплава вначале остаётся неизменной, а затем, начиная с плёнки № 5, вблизи порога перколяции, начинает увеличиваться с ростом x . Как показано в разделе 2.8 с ростом номеров плёнок их структура становится более однородной, т.е. металлические гранулы более равномерно растворены в диэлектрической матрице. Можно говорить, что плёнки с более однородной структурой сложнее размагничиваются во внешних магнитных полях.

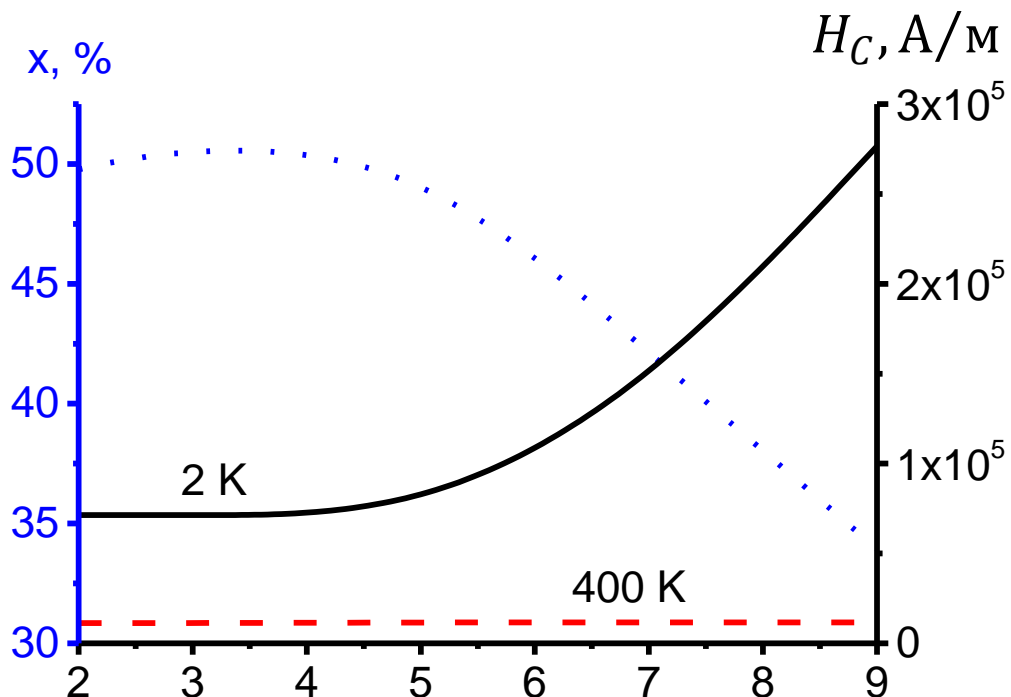


Рис. 3.5. Зависимости коэрцитивной силы композитных плёнок В серии при температурах 2 и 400 К от номера плёнок. Концентрации плёнок 2 - $x = 0.50$, 3 - 0.51, 5 - 0.50, 7 - 0.42, 9 - 0.34.

На магнитные свойства, такие как намагниченности и коэрцитивная сила, гранулированных композитных плёнок В серии большое влияние оказывает их структура. Вблизи порога перколяции наиболее чувствительными к магнитному полю становятся плёнки с более однородным распределением гранул металлического сплава в объёме плёнки (плёнки № 7, 9 и 10).

3.3. Температурные зависимости проводимости композитных плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂) в магнитных полях 0 и 1 Тл

Магнитосопротивление (обратная величина магнитной проводимости) – это характеристика, при которой сопротивление вещества изменяется при воздействии внешнего магнитного поля, отражая различие в микроструктуре образцов. По интервалу значений магнитное сопротивление (МС) можно классифицировать на обычное, гигантское, колоссальное и туннельное. Гигантское МС, которое соответствует значительному отклику на слабое внешнее магнитное поле, имеет ценные приложения в различных технологиях и является основным объектом внимания физиков и материаловедов. Для большинства металлов и металлических сплавов проводимость уменьшается с ростом магнитного поля, что приводит к положительному магнитосопротивлению. Для многих сплавов оно достигает гигантских значений =- до трёх порядков. Однако в некоторых сплавах переходных металлов и ферромагнетиках магнитосопротивление отрицательно [95].

Перспективными материалами для микроволновой магнитоэлектроники являются композитные металл - диэлектрические гранулированные плёнки, проводимость которых может значительно уменьшаться под воздействием статических, переменных и импульсных магнитных полей [96]. Транспортные [97] и магнитные [98] свойства гранулированных веществ сильно связаны с их микроструктурой, особенно с размером частиц и расстоянием между частицами, а также и объемной долей ферромагнитных элементов. Размер,

форма и распределение ферромагнитных частиц, коэффициенты рассеяния, зависящие от намагничённости, при различном взаимодействии ферромагнитных и немагнитных материалов, а также средняя длина свободного пробега в немагнитной матрице значительно влияют на магнитную проводимость в системах частиц. Проводимость сильно зависит от радиуса частицы и прямо пропорционально ей. Поэтому слабо взаимодействующие в объёме плёнки однодоменные частицы обычно обладают малой проводимостью. Если расстояние между частицами слишком мало, то магнитоэлектрическое взаимодействие может вызвать эффект гистерезиса. Когда расстояние между частицами превышает среднюю длину свободного пробега электрона или даже длину диффузии спина, магнитная

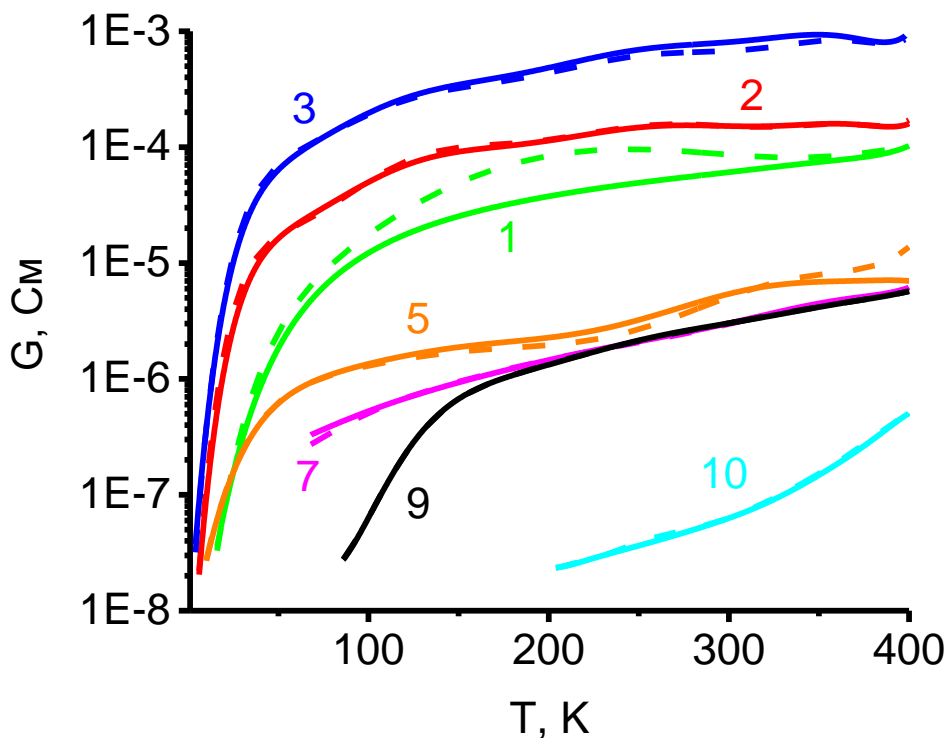


Рис. 3.6. Зависимость проводимости плёнок В серии от температуры. Сплошная линия – проводимость без приложенного внешнего поля, пунктирная – проводимость в поле с индукцией 1 Тл: 1 - $x = 0.46$, 2 - 0.50 . 3 - 0.51 , 5 - 0.50 . 7 - 0.42 , 9 - 0.34 , 10 - 0.31 . Номера кривых и номера плёнок, приведённых в таблице 2 совпадают.

проводимость значительно увеличивается. Композитные металл - диэлектрические плёнки проявляют как положительное, так и отрицательное магнитосопротивление [99]. Несмотря на ряд проведённых исследований по магнитосопротивлению (или магнитной проводимости) композитных пленок, до сих пор не ясно, какие механизмы ответственны за положительное и отрицательное МС в композитных плёнках, и как можно достичь более высоких значений отрицательного магнитосопротивления (положительной проводимости) [100 - 101]. Для выявления механизмов магнитной проводимости композитных плёнок были проведены исследования проводящих, магнитных магнитопроводящих свойств композитных пленок В серии в широком диапазоне температур от 2 до 400 К при воздействии постоянного внешнего магнитного поля с индукцией $B = 0$ и 1 Тл.

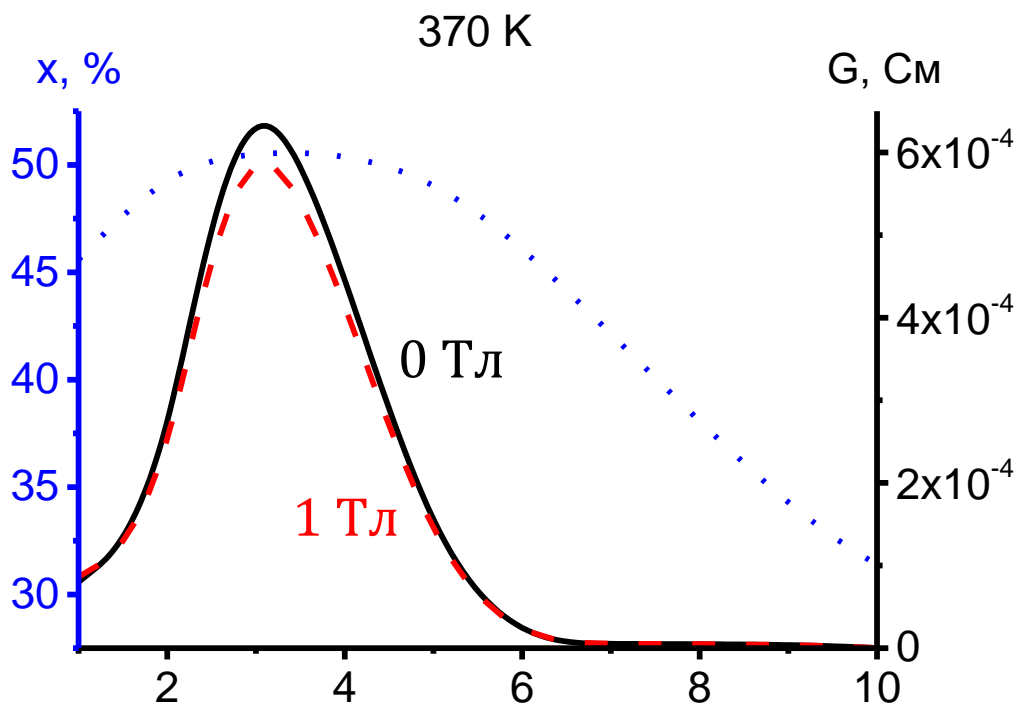


Рис. 3.7. Проводимость и концентрация металлического сплава x плёнок В серии от номеров плёнок при температуре 370 К. Сплошная линия – проводимость без приложенного внешнего поля, пунктирная – проводимость в поле с индукцией 1 Тл.

Измерения электрического сопротивления проводились с использованием 4 - контактного метода подключения образцов на измерительном комплексе (ППМС – 9 + EverCool - II), оснащённым сверхпроводящим магнитом с индукцией ± 9 Тесла, в широком интервале температур от 2 до 400 К. Технические детали и методика измерений сопротивления подробно описаны в разделе 2.5 данной работы. При проведении измерений электрического сопротивления направление магнитного поля было перпендикулярно поверхности плёнки. При измерениях электрического сопротивления постоянное магнитное поле было меньше на величину поля размагничивания $4\pi M_s$, где M_s – намагниченность насыщения плёнки. Для всех графиков зависимостей, представленных в данном разделе, экспериментально полученные значения электрического сопротивления, были пересчитаны в проводимость.

Как видно из рис. 3.6, для всех плёнок В серии наблюдается рост проводимости с ростом температуры. Можно выделить две характерные области на температурной зависимости проводимости: первая охватывает температурный интервал от 2 до 100 К и характеризуется экспоненциальным ростом, а вторая, с температурами выше 100 К, имеет линейный характер роста проводимости. Это указывает на присущий композитным плёнкам данного химического состава полупроводниковой характер проводимости. Наибольшее значение проводимости, равное 0.7 мСм, наблюдается для плёнки № 3 (рис. 3.7) при температуре 370 К, которая характеризуется наибольшей концентрацией металлического сплава $x = 0.51$. Наименьшее же значение проводимости наблюдается для плёнки № 10 с наименьшей концентрацией $x = 0.31$. Как видно, из рис. 3.7, для плёнок В серии проводимость пропорциональна концентрации металлического сплава CoFeB.

3.4. Температурные зависимости магнитной проводимости плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂) в поле 1 Тл

На рис. 3.8 представлены графики зависимостей относительной магнитной проводимости, обозначаемой как $\Delta G/G_0$ для композитных плёнок В серии с номерами от № 1 до № 10. Здесь ΔG представляет собой разницу между проводимостью плёнок в магнитном поле с индукцией 1 Тл (G) и проводимостью без воздействия магнитного поля (G_0). Как видно максимальная положительная магнитная проводимость (ПМП) характерна для плёнок № 1 ($x = 0.46$) и составляет 120 %. Эти композитные плёнки № 1 характеризуются тонкой гранулированной структурой (рис. 3.8). Вероятно, что такое высокое значение положительной магнитной проводимости (ПМП) связано с изменением обменного взаимодействия между металлическими гранулами, которое возрастает с понижением температуры и с ростом постоянного магнитного поля. В этом случае магнитные моменты во всех металлических гранулах выстраиваются по направлению внешнего магнитного поля, а магнитные границы между гранулами исчезают. Кроме того, для магнитной проводимости плёнки № 1 с $x = 0.46$ наблюдается максимум при температуре $T = 220$ К. Это может быть связано с конкуренцией двух процессов, влияющих на магнитную проводимость и зависящих от

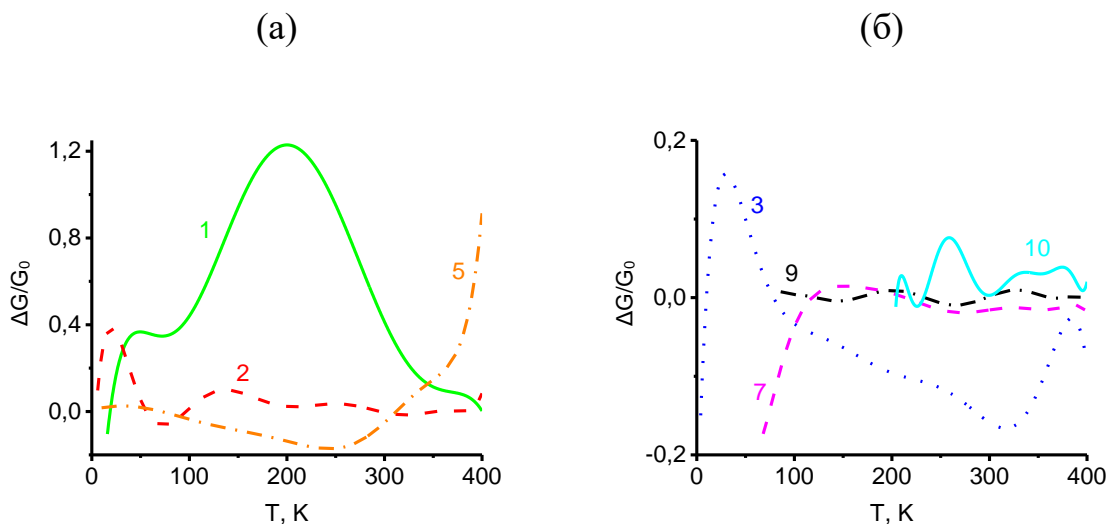


Рис. 3.8. Зависимости относительной магнитной проводимости от температуры плёнок В серии: 1 - $x = 0.46$, 2 - 0.50. 3 - 0.51, 5 - 0.50. 7 - 0.42. Номера кривых и номера плёнок (табл. 2) совпадают.

температуры: суммарной намагниченности и концентрации свободных носителей заряда в металлических гранулах плёнки. Увеличение проводимости с температурой, как показано на рис. 3.6, связано с линейным ростом свободных носителей заряда. С другой стороны, намагниченность плёнки уменьшается с ростом температуры как $T^{-0.7}$. (рис. 3.1). Если рассматривать магнитную проводимость как функцию температуры, то должен наблюдаться максимум, так как эти два процесса имеют обратные температурные зависимости. Для плёнки № 2 с концентрацией металлического сплава $x = 0.5$ наблюдаются очень низкие значения ПМП (около 10 %) в широком интервале температур от 50 до 380 К. Возможно, это связано с наличием больших областей скопления металлических гранул (рис. 2.18), которые способствуют отрицательной магнитной проводимости (ОМП) и, следовательно, уменьшают значение ПМП плёнки. Для плёнки № 5 с концентрацией $x = 0.50$ наблюдается рост ПМП при температурах от 300 К, и достигает максимального значения 90 % при $T = 400$ К. В интервале температур от 2 до 300 К у этого образца наблюдаются небольшие значения ОМП, с максимумом 20% при температуре 250 К. Плёнка № 3 с $x = 0.51$ характеризуется максимумом ПМП в 20% при температуре 40 К и максимумом ОМП при температуре 320 К. Плёнка № 7 имеет ярко выраженную ОМП, достигающую максимума в 20% при температуре 70 К. Для плёнок № 9 и № 10, обладающей смешанной структурой, включающей в себя наногранулированную и перколяционную структуры (рис 2.18), наблюдаются очень низкие значения ПМП и ОМП во всем диапазоне температур.

Композитная пленка № 1 с концентрацией $x = 0.46$, имеющая мелкогранулированную структуру, с размерами гранул 20 – 40 нм, показала наибольший отклик положительной магнитной проводимости (120 %) при воздействии внешнего магнитного поля. Все остальные плёнки В серии имеют смешанную структуру, состоящую из грануллированных и перколяционных

областей. Структура пленки № 3 с максимальным содержанием металлического сплава $x = 0.51$ помимо гранулированной структуры также включает в себя протяжённые металлические (перколяционные) области размером 1 - 3 мкм. В композитных плёнках с концентрацией металлического сплава 0.42 – 0.50 обнаружена как положительная, так и отрицательная магнитная проводимость (МП). Величина проводимости зависит от интервала наблюдаемых температур и от концентрации металлического сплава в плёнках. Композитные плёнки со сплавами CoFeB и концентрациями металлического сплава $x > 0.5$ должны иметь после перколяционную структуру или металлическую матрицу с включениями диэлектрических частиц. Но в плёнках В серии такой структуры не возникает из-за наличия азотных прослоек между гранулами, которые возникают при напылении плёнок в атмосфере азота. Отметим, что высокое значение положительной МП до 120 % характерно для наногранулированных метал-диэлектрических плёнок с тонкими (единицы нанометров) азотными прослойками [96]. Отрицательная МП возникает в композитных плёнках, которые имеют протяженные (более нескольких микрометров) металлическими областями уединённых металлических гранул.

3.5. Температурные зависимости намагниченности и параметров гистерезиса композитных плёнок (CoFeB+SiO₂) в магнитных полях 0 - 5 Тл

Измерения магнитного момента плёнок А серии с составами (CoFeB+SiO₂), полученных при напылении в атмосфере аргона без добавления азота аналогичны таким же измерениям, приведённым в разделе 3.1. Эксперименты проведены при тех же условиях и на том же оборудовании.

Для плёнок № 1 и № 2 плёнок А серии, имеющих наименьшее содержание металлического сплава при соответствующих концентрациях $x = 0.44$ и $x = 0.50$, что находится вблизи порога перколяции, наблюдается

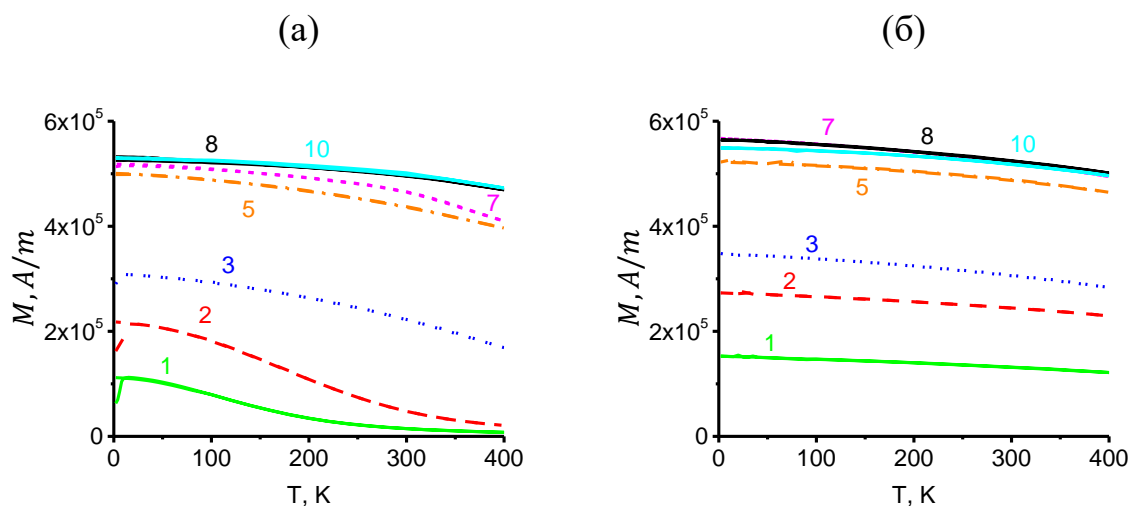


Рис. 3.9. Температурные зависимости намагниченности композитных плёнок А серии в магнитном поле 10 мТл (а), и в магнитном поле 5 Тл (б): 1 - $x = 0.45$, 2 - 0.44, 3 - 0.49, 5 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83. Номера кривых и номера плёнок, приведённых в таблице 5, совпадают.

характерное проявление пика намагниченности при температуре ниже 50 К (рис. 3.9, а). Для плёнок с другими значениями концентрации металлического сплава данный пик отсутствует, и наблюдается устойчивое уменьшение намагниченности с увеличением температуры во всем диапазоне температур. Значение намагниченности плёнок пропорционально концентрации металлического сплава и увеличивается с ростом последней. При увеличении внешнего магнитного поля до 5 Тл для всех образцов плёнок наблюдается монотонное уменьшение намагниченности с ростом температуры (рис. 3.9, б).

На рис. 3.10 представлены срезы данных, взятых из рис. 3.9 при двух температурах: 100 К (а) и 300 К (б), построенные от номеров плёнок. С увеличением номера плёнки растёт и концентрация металлического сплава в нём $1 - x = 0.45$, 2 - 0.44, 3 - 0.49, 5 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83. Для обоих значений температуры наблюдается монотонный рост намагниченности с увеличением концентрации металлического сплава, с выходом на плато при концентрации более 0,75. С изменением индукции внешнего поля характер кривой не меняется, но при более высоком значении индукции кривая

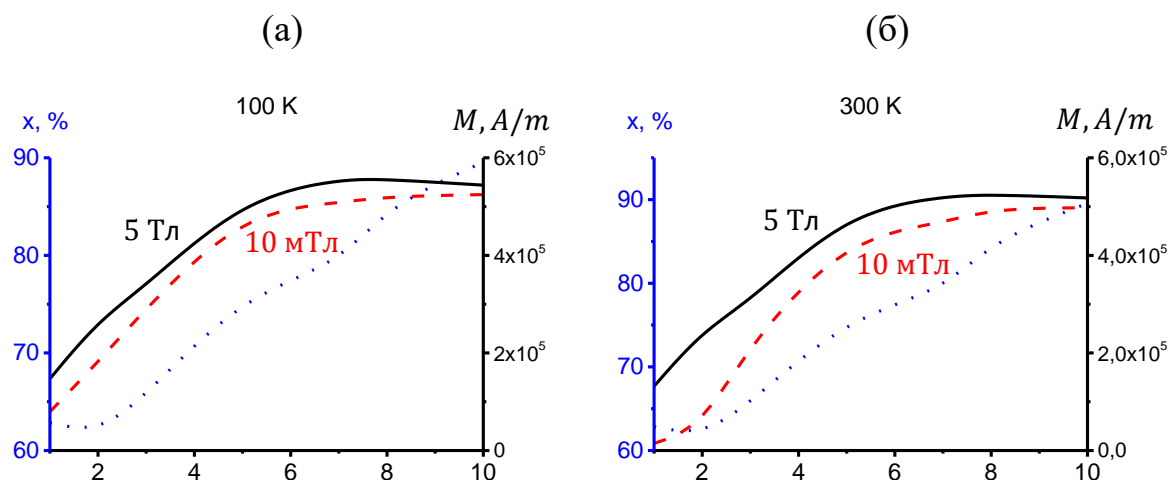


Рис. 3.10. Зависимость намагниченности композитных плёнок А серии в полях 10 мТл и 5 Тл при температурах 100 К (а) и 300 К (б) от номера плёнок: 1 - $x = 0.45$, 2 - 0.44, 3 - 0.49, 5 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83.

смещается выше. Аналогично плёнкам В серии наблюдается чёткая корреляция между намагниченностью и концентрацией металлического сплава.

3.6. Петли гистерезиса для композитных плёнок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$)

На рис. 3.11-3.14 представлены зависимости намагниченности от величины приложенного внешнего поля (петли гистерезиса) при температурах 2 К (рис. 3.11), 100 К (рис. 3.12), 300 К (рис. 3.13) и 400 К (рис. 3.14). Для плёнок № 7, 8 и 10 с высоким содержанием металлического сплава 0.76, 0.81 и 0.91, соответственно, значение намагниченности насыщения не реагирует на изменение температуры. Плёнки № 1, 2 и 3 с меньшей концентрацией металлического сплава, вблизи порога перколяции, 0.44, 0.50 и 0.58 показывает сильную корреляцию с температурой: при увеличении температуры намагниченность насыщения данных образцов уменьшается. Намагниченность насыщения для плёнки № 5 с промежуточным значением концентрации металлического сплава 0.67 меняется незначительно с изменением температуры. С ростом содержания металлического сплава в

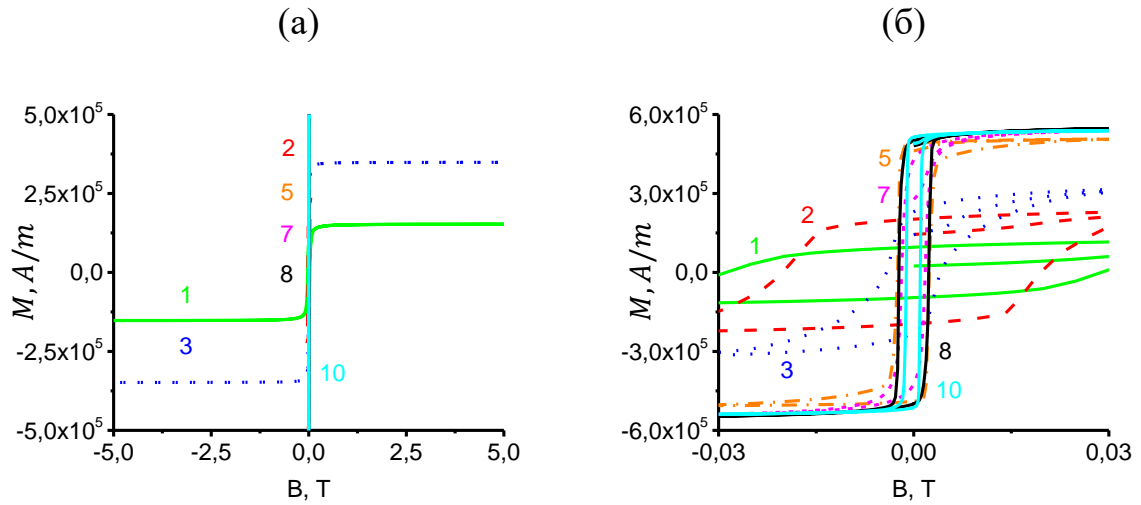


Рис. 3.11. Полевые зависимости намагниченности композитных плёнок А серии от величины приложенного внешнего поля при температуре 2 К: 1 - $x = 0.45$, 2 - 0.44, 3 - 0.49, 5 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83. Номера кривых и плёнок совпадают. На подрисунке (б) показан увеличенный масштаб.

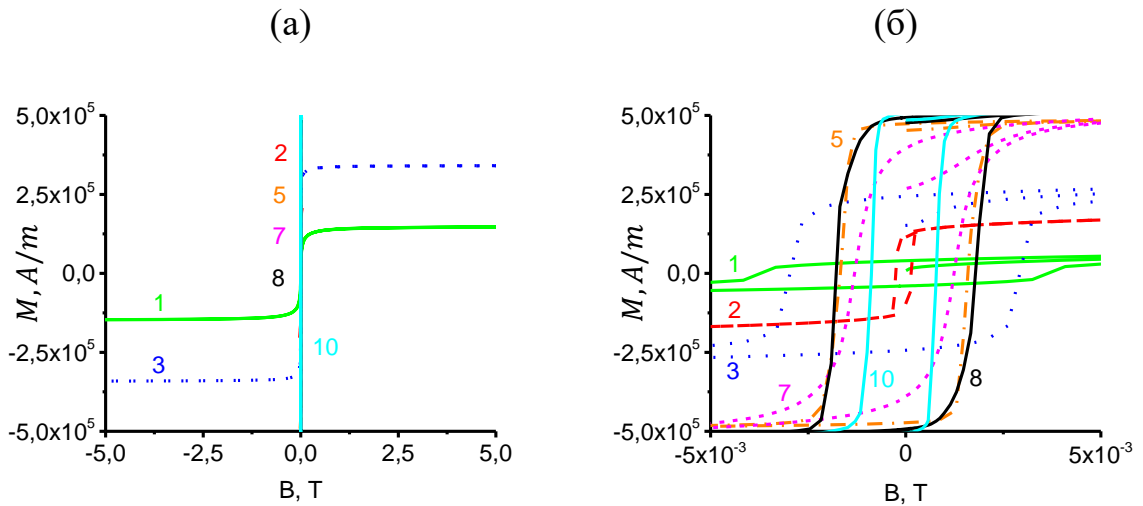


Рис. 3.12. Полевые зависимости намагниченности композитных плёнок А серии от величины приложенного внешнего поля при температуре 100 К: 1 - $x = 0.45$, 2 - 0.44, 3 - 0.49, 5 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83. Номера кривых и плёнок совпадают. На подрисунке (б) показан увеличенный масштаб.

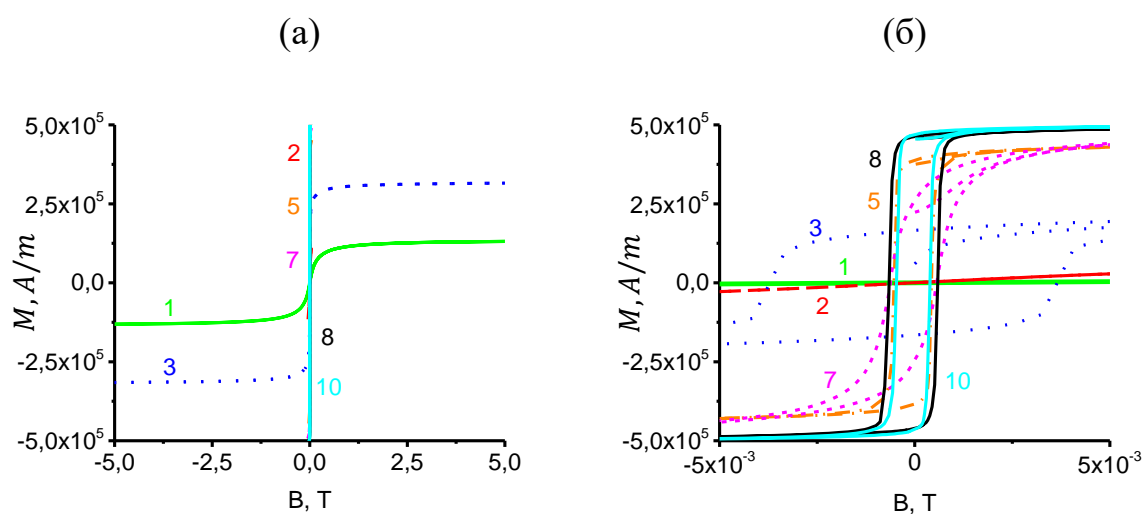


Рис. 3.13. Полевые зависимости намагниченности композитных плёнок А серии от величины приложенного внешнего поля при температуре 300 К: 1 - $x = 0.45$, 2 - 0.44. 3 - 0.49, 5 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83. Номера кривых и плёнок совпадают. На подрисунке (б) показан увеличенный масштаб.

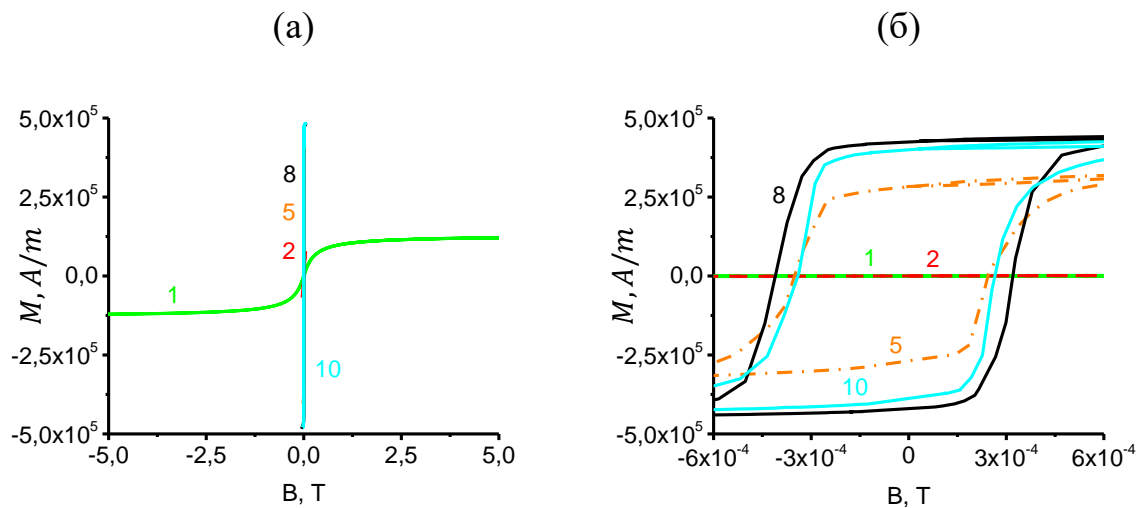


Рис. 3.14. Полевые зависимости намагниченности композитных плёнок А серии от величины приложенного внешнего поля при температуре 400 К: 1 - $x = 0.45$, 2 - 0.44. 3 - 0.49, 5 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83. Номера кривых и плёнок совпадают. На подрисунке (б) показан увеличенный масштаб.

плёнках А серии увеличивается коэрцитивная сила. Это можно связать с увеличением магнитной анизотропии в материале, что приводит к более эффективной ориентации магнитных доменов при воздействии внешнего магнитного поля. Это укрепляет устойчивость магнитных моментов в структуре и, следовательно, повышает коэрцитивную силу. Также, увеличение содержания металлического сплава может привести к увеличению спин-орбитального взаимодействия, что также влияет на магнитные свойства материала. Это может усилить внутренние магнитные поля и способствовать более эффективному выравниванию магнитных моментов. На рис. 3.15 представлена зависимость ширины петли гистерезиса (коэрцитивной силы) композитных плёнок А серии от номера при температурах 2, 100, 300 и 400 К.

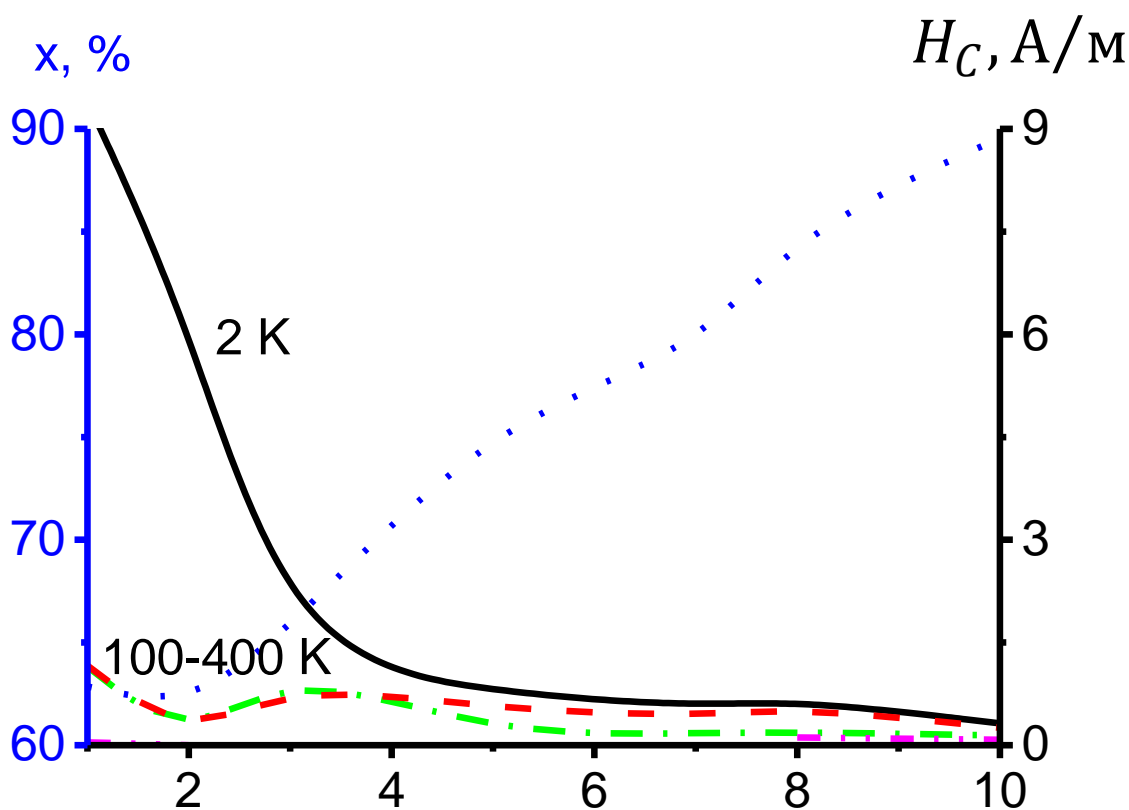


Рис. 3.15. Зависимость коэрцитивной силы композитных плёнок А серии от их номера: 1 - $x = 0.45$, 2 - 0.44, 3 - 0.49, 5 - 0.64, 7 - 0.68, 8 - 0.77, 10 - 0.83.

При высоких температурах 100 - 400 К коэрцитивная сила для всех плёнок слабо зависит от концентрации металлического сплава. Аналогично плёнкам В серии, рассмотренным в разделе 3.1, плёнки А серии показывают сильную зависимость коэрцитивной силы от концентрации металлического сплава при температуре 2 К. С увеличением содержания металлического сплава в образце коэрцитивная сила уменьшается, выходя на плато при $x = 0.76$. На магнитные свойства, такие как намагниченность и коэрцитивная сила, гранулированных композитных плёнок А серии большое влияние оказывает содержание металлического сплава. Наибольшую чувствительность к внешнему магнитному полю проявляют плёнки вблизи порога перколяции № 1, 2 и 3 с объёмной долей металлического сплава 0.44, 0.50 и 0.58 соответственно.

3.7. Температурные зависимости проводимости композитных плёнок (CoFeB+SiO₂) в магнитных полях 0, 1 и 5 Тл

Измерения сопротивления аналогичны таковым у плёнок В серии и проводились с использованием 4 - контактного метода подключения на измерительном комплексе (ППМС – 9 + EverCool - II), оснащённым

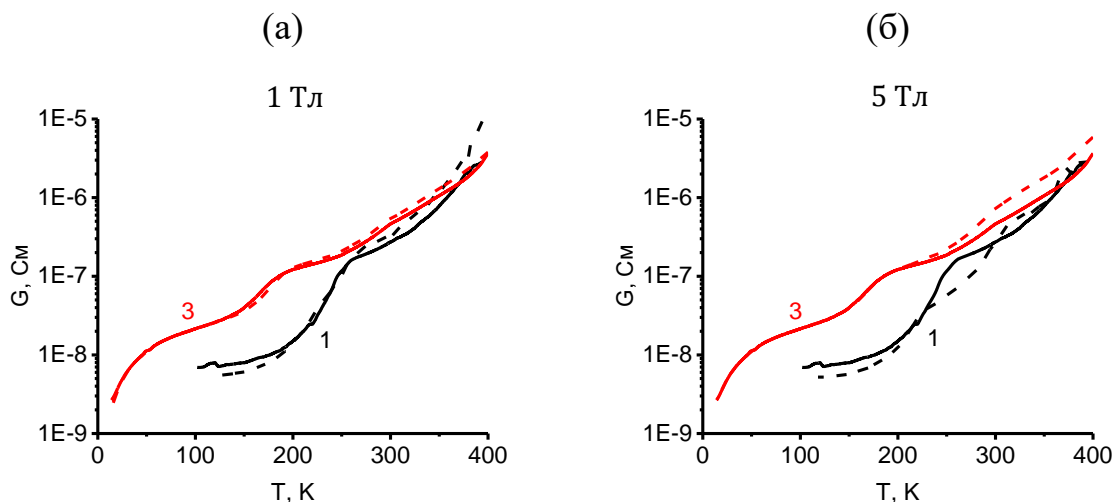


Рис. 3.16. Зависимость проводимости плёнок А серии от температуры в поле 1 Тл (а) и 5 Тл (б). Сплошная линия – проводимость без приложенного внешнего поля, пунктирная – во внешнем магнитном поле. Номера кривых и номера плёнок, приведённых в таблице 4 совпадают: 1 - $x = 0.45$, 3 - 0.49.

сверхпроводящим магнитом с индукцией ± 9 Тесла в широком интервале температур от 2 до 400 К. Для всех графиков, представленных в данном разделе, экспериментально полученные значения сопротивления, были пересчитаны в проводимость.

Как видно из рис. 3.16 проводимость плёнок А серии линейно увеличивается с увеличением температуры от 2 до 400 К, что свидетельствует о полупроводниковом характере проводимости пленок данного химического состава. В диапазоне температур от 2 до 250 К пленка № 3 с концентрацией металлического сплава $x = 0.49$ проявляет более высокие значения проводимости по сравнению с пленкой № 1 ($x = 0.45$) при всех исследованных значениях магнитного поля: 0, 1 и 5 Тл. Однако в остальной части температурного интервала от 250 до 400 К значения проводимости при всех магнитных полях (0, 1 и 5 Тл) сравнимы. Возможно, при температурах выше 250 К концентрация свободных носителей заряда достигает насыщения, независимо от состава и структуры композитных пленок.

3.8. Температурные зависимости магнитной проводимости плёнок (CoFeB+SiO₂) в полях 1, 5 и 9 Тл

На рис. 3.17 представлены графики зависимостей относительной магнитной проводимости А серии с номерами № 1 и № 3. В поле 1 Тл обе плёнки показывают рост положительной магнитной проводимости (ПМП) с ростом температуры. Для плёнки № 3, с концентрацией металлического сплава $x = 0.49$, этот рост, как и сама величина ПМП незначительны. В то время, как плёнка под № 1, с концентрацией металлического сплава $x = 0.45$, показывает вначале линейный рост зависимости, до температуры 370 К, а затем резкий экспоненциальный до 400 К. Пиковое значение в 230 % ПМП плёнка № 1 достигает при температуре 400 К. В поле 5 Тл кривые относительной проводимости так же характеризуются ростом. Однако, относительная проводимость плёнки № 1 меняет свой характер с

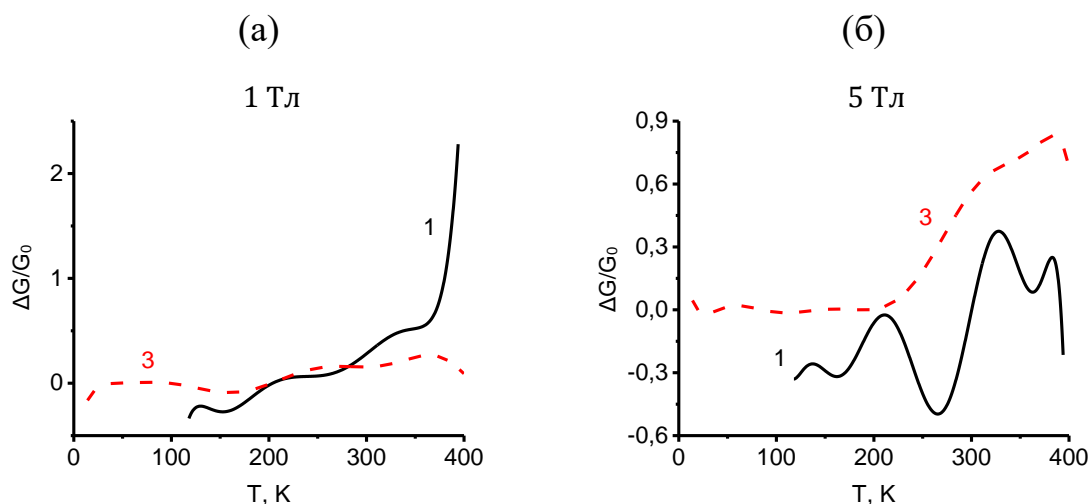


Рис. 3.17. Зависимости относительной магнитной проводимости от температуры плёнок А серии: 1 - $x = 0.45$, 3 - 0.49 . Номера кривых и номера плёнок в таблице 5 совпадают.

положительной на отрицательную (ОМП), с пиком при 270 К. Проводимость плёнки № 3 в поле 5 Тл возрастает на порядок по сравнению с проводимостью в поле 1 Тл и достигает своего максимума в 80 % при температуре 400 К. Из рис. 3.18 видно, что для плёнки № 9 с концентрацией металлического сплава $x = 0.81$ наблюдается рост магнитной проводимости в интервале температур от 2 до 150 К и спад в интервале от 150 до 400 К. Однако градиент изменения проводимости незначителен, и составляет около 1 %. Таким образом, можно говорить, что композитная плёнка № 9 находится вблизи переходной области от полупроводника к металлу, либо её проводимость никак не зависит от температуры. Данная плёнка характеризуется наибольшей концентрацией металлического сплава CoFeV с ярко выраженной перколяционной структурой. Обнаружено очень высокое значение положительной магнитной проводимости в 230 % для композитной пленки № 1, с концентрацией $x = 0.45$, при воздействии внешнего магнитного поля в 1 Тл. Так же эта плёнка меняет характер магнитной проводимости с положительной на отрицательную при увеличении поля с 1 Тл до 5 Тл. Магнитная проводимость плёнки № 3, с

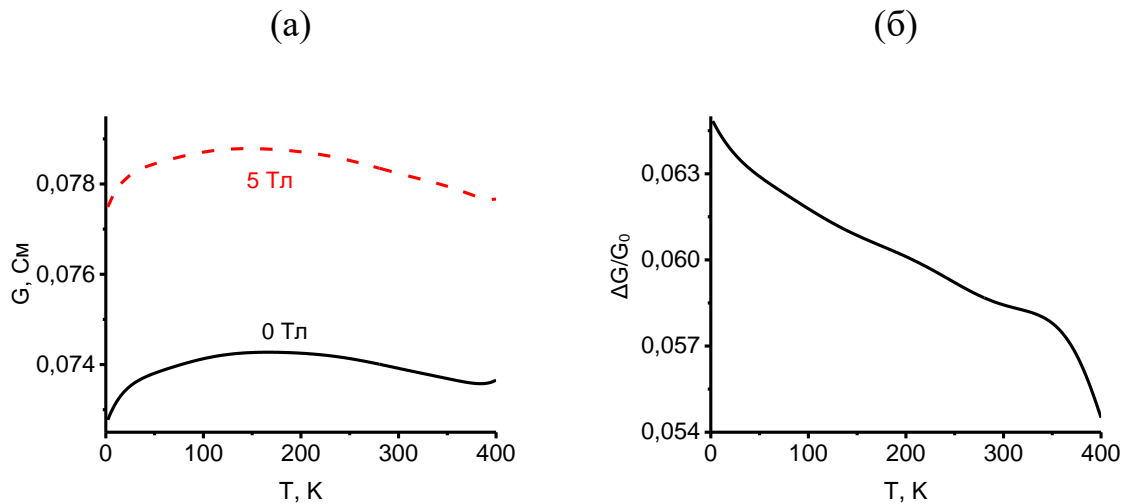


Рис. 3.18. Зависимость проводимости (а) и относительной магнитной проводимости (б) плёнки № 9 А серии с $x = 0.81$ от температуры.

концентрацией $x = 0.49$, при изменении поля от 1 Тл до 5 Тл возрастает на порядок с 10% до 80% при 400 К.

Как видно из рис. 3.18 градиент кривых проводимости при увеличении температуры не превышает 1 %. Кроме того, при увеличении внешнего поля от 0 до 5 Тл поведение графика с ростом температуры не меняется. Следовательно, можно говорить, что магнитная проводимость (МП) плёнки № 9 не зависит от температуры.

ГЛАВА 4. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК

4.1. Концентрационные зависимости параметров (положения (резонансного поля) и ширины линии) ФМР композитных плёнок (CoFeZr+Zr₂O+N₂), (CoFeB+SiO₂+N₂), (CoFeB+SiO₂), (CoFeB+MgO), (CoTaNb+SiO₂) и (CoTaNb+MgO) при T = 77, 295 K

Ферромагнитный резонанс (ФМР) в тонких микронных или нанометровых слоях является важным аспектом исследований, связанных с развитием спинтроники. В настоящее время наблюдается огромный интерес к исследованиям и разработкам в области тонких магнитных пленок, многослойных структур и наномагнитов, которые могут быть использованы для создания спинтронных устройств. ФМР играет ключевую роль в изучении и определении магнитных свойств этих систем. Исследования ФМР в тонких слоях позволяют изучать такие параметры, как магнитная анизотропия, магнитные свойства границы раздела между слоями, динамика спиновых волн и спиновый транспорт. Такие исследования привлекают внимание ученых и инженеров, так как они имеют большой потенциал для разработки новых устройств, таких как спинтронные транзисторы, магниторезистивные памяти, магнитные сенсоры и магнитные логические элементы. Эти устройства могут иметь преимущества в областях энергосбережения, быстродействия и компактности по сравнению с традиционными электронными устройствами. Также ФМР может быть использован для изучения взаимодействия спинов со светом и другими формами электромагнитного излучения, что открывает возможности для создания оптических спинтронных устройств [103-107].

СВЧ магнитные резонансные характеристики композитных плёнок определялись на основе снятых резонансных линий на радиоспектрометре РЭ 1306 (рис. 4.1) [11]. Во время снятия резонансных линий, постоянное магнитное поле и переменное магнитное поле с частотой 9.4 ГГц, лежали в

плоскости плёнки и были взаимно перпендикулярно между собой. Все исследования проводились при двух температурах: комнатной (300 К) и в потоке паров азота (77 К).

Исследуемый образец помещается в резонатор (1), где создаётся стоячая СВЧ волна. Источником СВЧ излучения служит клистронный генератор (2), который настроен на частоту 9.36 ГГц. СВЧ волны передаются от генератора к резонатору через волновод (3). Резонатор установлен в зазоре электромагнита (4). Одновременно, постоянное и переменное магнитные поля находятся в плоскости пленки и перпендикулярны друг другу. Электромагнит создает постоянное магнитное поле с напряженностью в диапазоне от 500 до 7000 Э. Блок управления развёрткой (5) позволяет изменять скорость

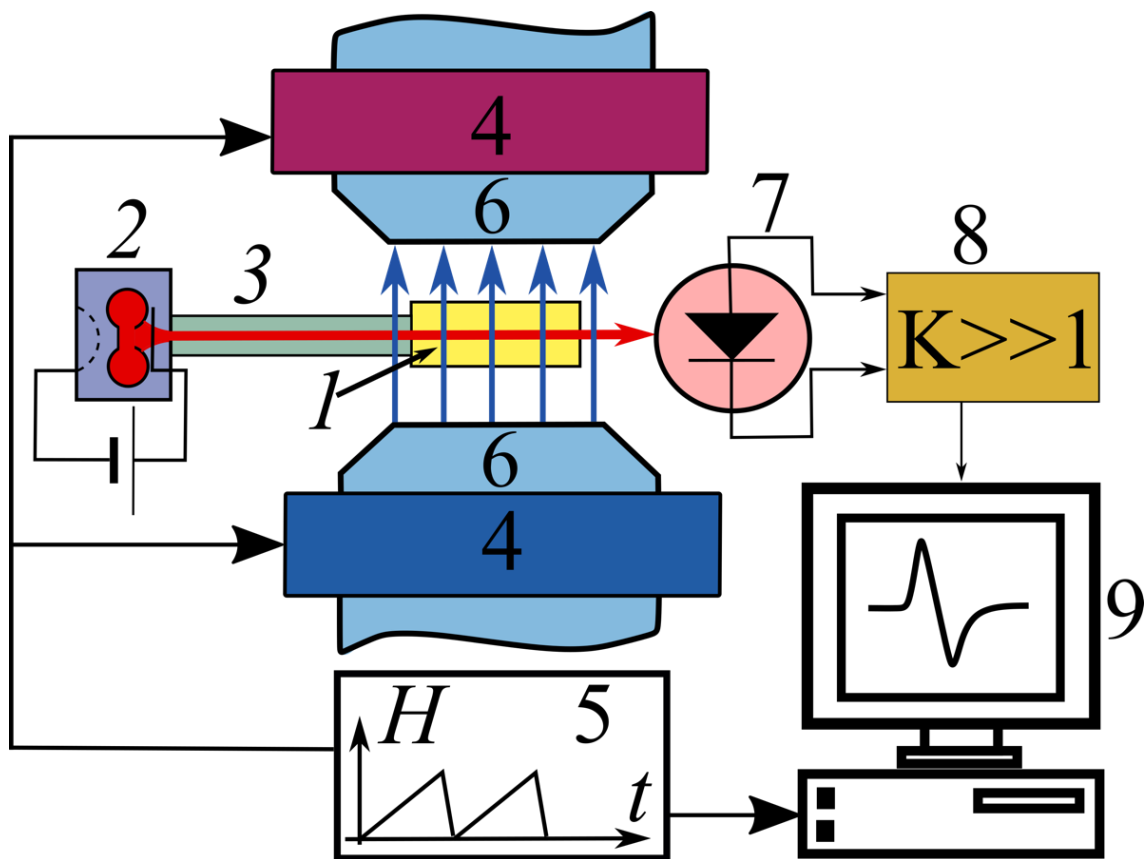


Рис. 4.1. Блок схема радиоспектрометра РЭ 1306: 1 — Резонатор, 2 — клистронный генератор, 3 — волновод, 4 — электромагнит, 5 — блок управления развёрткой, 6 — модулирующие катушки, 7 — детектор, 8 — усилитель, 9 — регистрирующее устройство (самописец).

изменения напряженности магнитного поля электромагнита при сканировании от 0.5 до 2000 Э/мин. Для повышения отношения "сигнал/шум" используется модуляция сигнала ЭПР дополнительным переменным магнитным полем с частотой 100 Гц или 100 кГц (6). В момент выполнения условия ферро магнитного резонанса образец поглощает энергию СВЧ поля, что приводит к изменению напряжения сигнала на детекторе (7). Система детектирования, усиления и модуляции принимает, усиливает и регистрирует этот сигнал, который имеет форму производной резонансной линии поглощения. Разница между минимальным и максимальным значениями этой линии соответствовала половине её ширины и обозначалась как ΔH . Координата на полевом спектре в интервале ΔH , где производная сигнала по мощности равняется нулю, соответствует положению максимума резонансной линии, обозначенное как H_0 , называется резонансным полем плёнки.

Для регистрации сигналов от образца, охлажденного до температуры жидкого азота, предусмотрено использование маленького сосуда Дьюара из кварцевого стекла с отростком, в котором размещается конец пробирки с образцом.

На рис. 4.2 приведены графики зависимостей резонансного поля H_0 и ширины линии ФМР ΔH от концентрации металлического сплава, при температуре 300 К, для композитных плёнок всех 6 исследуемых в работе серий. Видно, что при увеличении концентрации металлического сплава x , значение резонансного поля уменьшается, что может быть связано с изменением среднего размагничивающего фактора металлических гранул, форма которых изменяется от слабо вытянутой к сильно сплюснутой. Увеличение атомной доли металлического сплава, начиная с $x = 0.50$, приводит к упорядочиванию структуры за счет образования крупных агрегатов, путем слияния мелких гранул (или частиц), что снижает вклад в ширину линии ФМР случайных полей размагничивания.

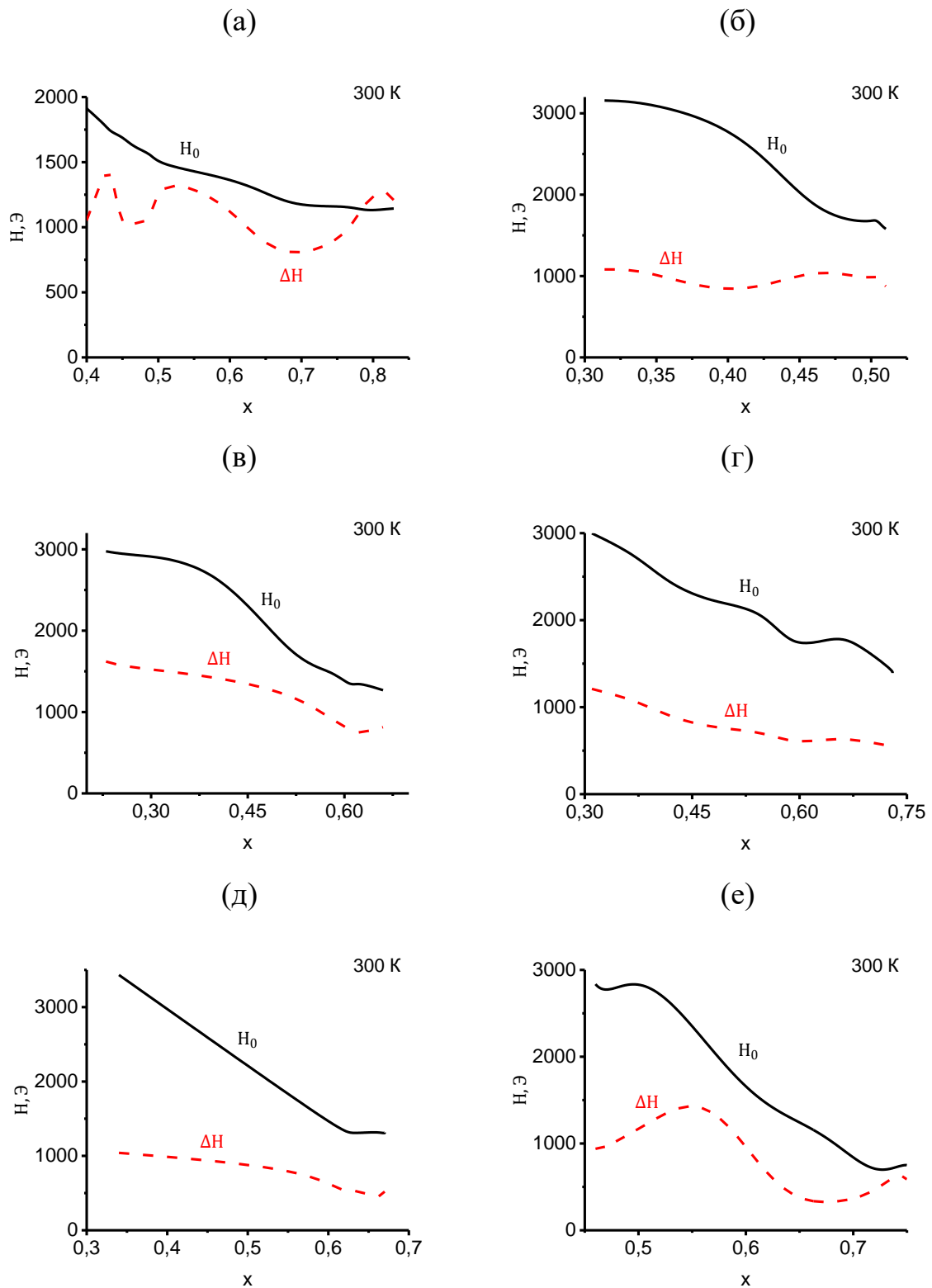


Рис. 4.2. Зависимость ширины линии ΔH и резонансного поля ФМР H_0 плёнок серий: А (а), В (б), С (в), D (г), E (д), F (е) от концентрации металлической фазы при температуре 300 К.

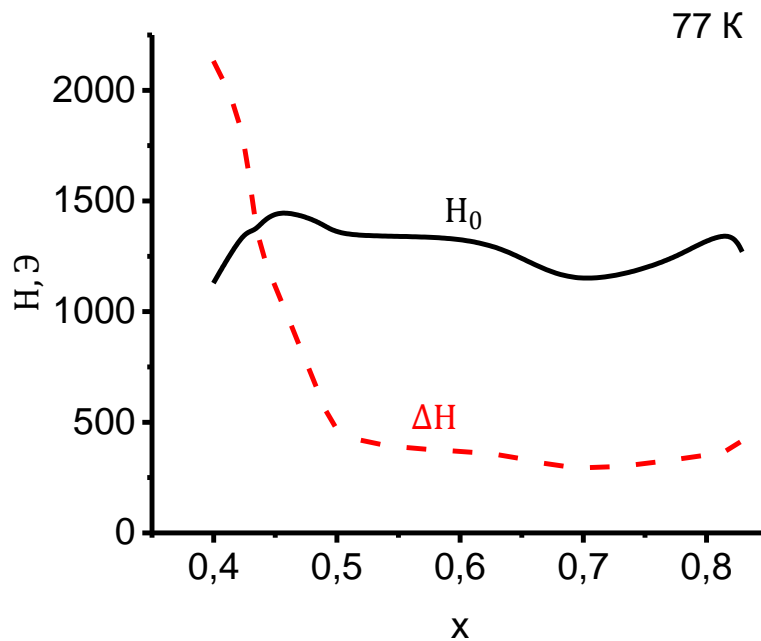


Рис. 4.3. Зависимость ширины линии ΔH и резонансного поля H_0 ФМР плёнок В серии от концентрации металлической фазы при температуре 77 К.

Из рис. 4.2 видно, что для плёнок В серии при исследованных концентрациях металлического сплава ширина линии ФМР (ΔH) слабо зависит от концентрации, поскольку основное влияние на ширину линии имеет азотная прослойка между металлическими частицами, блокирующая обменное взаимодействие. Однако, отметим плавное снижение резонансного поля (H_0) с ростом концентрации металлического сплава, что можно связать с ростом агрегатов из частиц, что в свою очередь приводит к упрощению конфигурации размагничивающего поля в объеме плёнки. На рис. 4.3 приведён график зависимости резонансного поля и ширины линии ФМР для композитных плёнок В серии при температуре 77 К. С уменьшением температуры от 300 до 77 К поведение кривых и порядок их величины сохраняется. Но зарегистрирован экспоненциальный рост значения резонансного поля H_0 при концентрациях металлического сплава x меньше 0.50, что находится ниже порога перколяции.

4.2. Угловые зависимости параметров (положения (резонансного поля) и ширины линии) ФМР композитных плёнок (CoTaNb+SiO₂) и (CoTaNb+MgO)

Проведены исследования, направленные на изучение взаимосвязи интенсивности поглощения электромагнитных полей композитной плёнкой в зависимости от угла φ , который определяет положение плоскости плёнки относительно направления постоянного магнитного поля. Угловые зависимости ширины линии и резонансного поля ФМР могут предоставить информацию о распределении ориентации магнитных гранул и, в общем, о микроструктуре плёнок [102]. Для проведения эксперимента были выбраны две серии композитных плёнок со столбчатой структурой: С и D серии. На рис 4.4 представлены графики зависимости характеристик ФМР в зависимости от угла φ для композитных плёнок D серии. С увеличением концентрации металлического сплава при углах больше 60° наблюдается монотонный рост резонансного поля, а при углах меньше 60° – монотонный спад H_0 во всём диапазоне концентраций. На рис. 4.5 представлены графики зависимости характеристик ФМР в зависимости от угла φ для композитных плёнок С серии. Поведение кривых аналогично плёнкам D серии: при увеличении угла φ более 60° наблюдается рост H_0 , в то время как при углах меньше 60° , наблюдается постепенный спад резонансного поля для всех значений концентрации x . Однако, для плёнок с $x = 0.32 - 0.38$ отмечается минимум H_0 , при углах более 50° , который можно объяснить тем, что при данных концентрациях длинные оси магнитных гранул близки к направлению магнитного поля. Рост H_0 может быть объяснён ростом размагничивающего поля и среднего размагничивающего поля, связанного с микроструктурой плёнок. В то время, как спад может быть связан с уменьшением среднего размагничивающего поля, вызванного микроструктурой плёнок. Из этого следует, что при концентрациях ниже 0.4 металлические гранулы ориентированы хаотично относительно плоскости плёнки, тогда как при

$x > 0.4$ гранулы ориентированы так, что их длинные оси находятся в плоскости плёнки.

Ширина линии ФМР слабо реагирует на изменение угла φ , и её значение монотонно убывает для всех значений концентрации металлического сплава. Можно отметить участки с концентрацией $x = 0.32 - 0.38$ для плёнок D серии

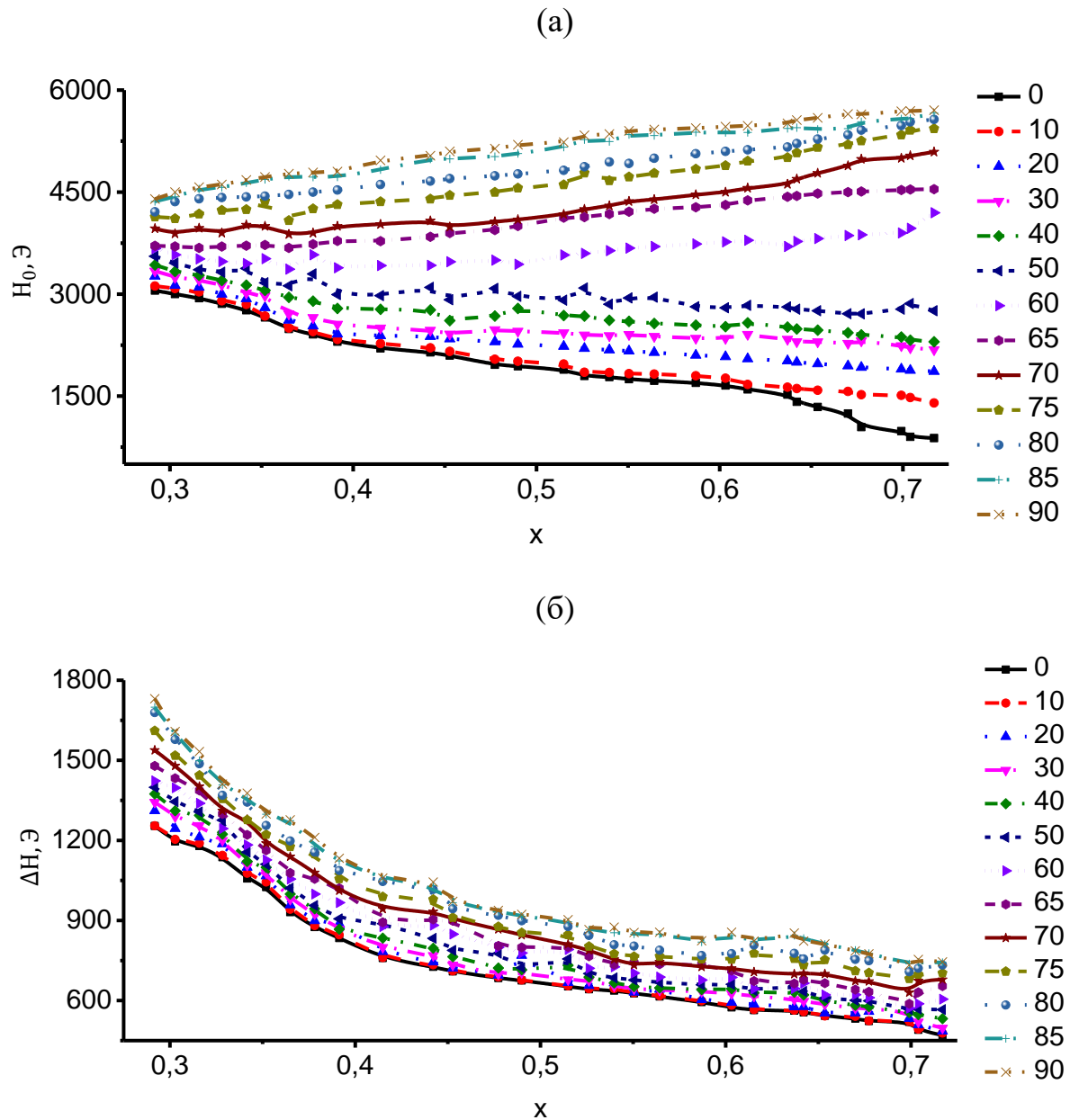


Рис. 4.4. Зависимость резонансного поля H_0 (а) и ширины линии ΔH (б) ФМР плёнок D серии от концентрации металлической фазы при разных углах φ . Справа от графиков приведена легенда с обозначением углов φ .

и с $x = 0.32 - 0.42$ для плёнок С серии с более резким спадом ΔH . Это связано с выраженными изменениями как в размерах и форме магнитных гранул, так и в расстоянии между ними.

Для более детального изучения магнитных свойств плёнок было выбрано по две концентрации металлического сплава, $x = 0.35$ и $x = 0.65$ для

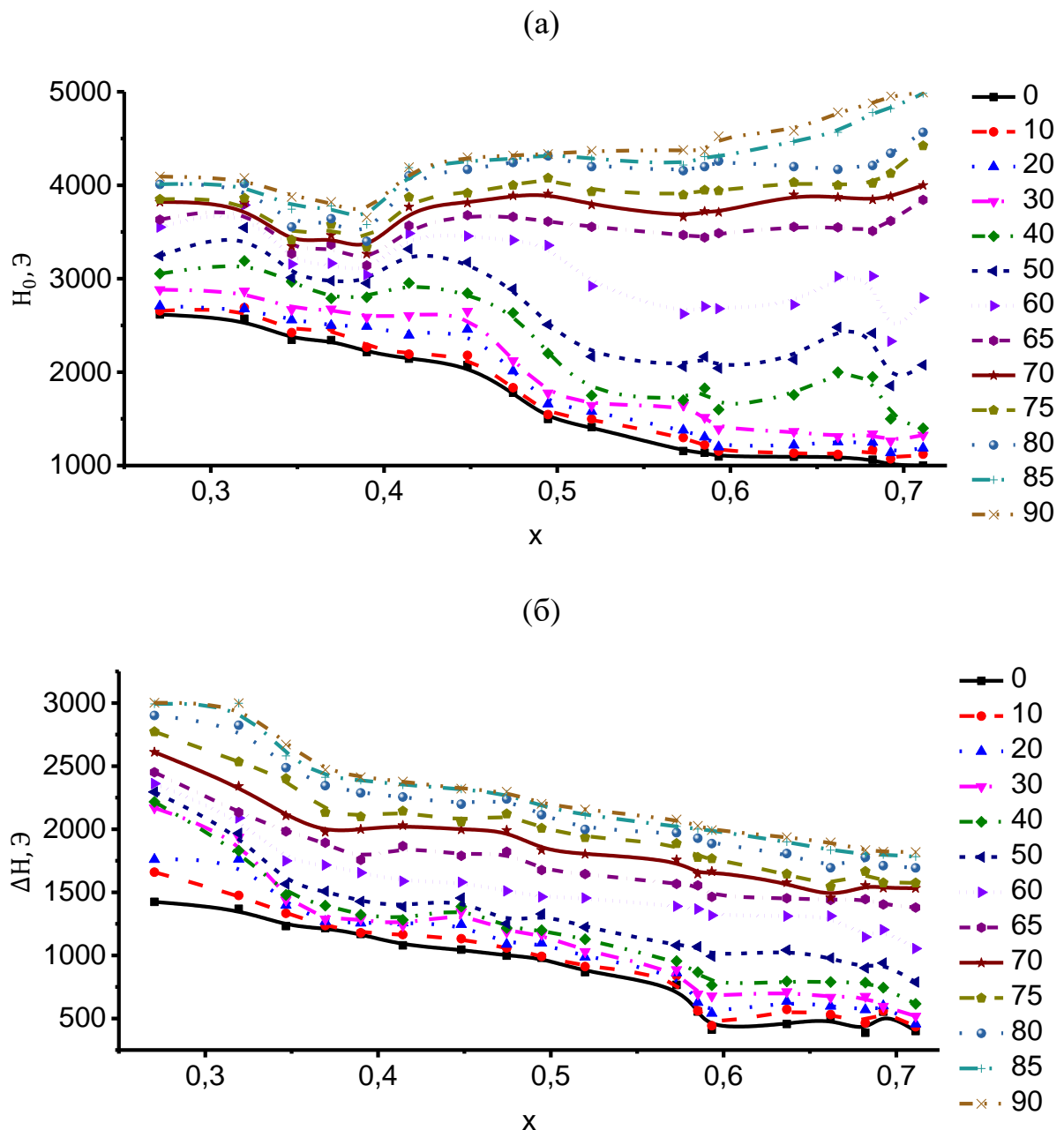


Рис. 4.5. Зависимость резонансного поля H_0 (а) и ширины линии ΔH (б) ФМР плёнок С серии от концентрации металлической фазы при разных углах φ . Справа от графиков приведена легенда с обозначением углов φ .

D серии и $x = 0.34$ и $x = 0.66$ для C серии, и построены угловые зависимости характеристик ФМР (рис. 4.7 и рис. 4.8). Этот выбор обусловлен особенностями микроструктуры материала при данных концентрациях. Пленки с $x = 0.34 - 0.35$ обладают доперколяционной структурой с преимущественно гранулированной структурой. С другой стороны, пленки с $x = 0.65 - 0.66$ характеризуются как гранулированной, так и протяженной структурой, представляя собой более сложные магнитные домены (рис. 4.6). Проведенный эксперимент подтвердил влияние микроструктуры на магнитные свойства материала. Пленки с концентрацией $x = 0.65 - 0.66$ демонстрируют значительно более высокое максимальное резонансное поле по сравнению с пленками с $x = 0.34 - 0.35$, 5500 Э для D серии и 4900 Э для C серии, соответственно. Рост ширины линии ФМР с увеличением угла φ для обеих концентраций указывает на сложную магнитную динамику в материале, вероятно, связанную с магнитными неоднородностями или взаимодействием между магнитными областями при различных углах наблюдения. Максимальный рост ΔH наблюдается в диапазоне углов от 60 до 90 градусов,

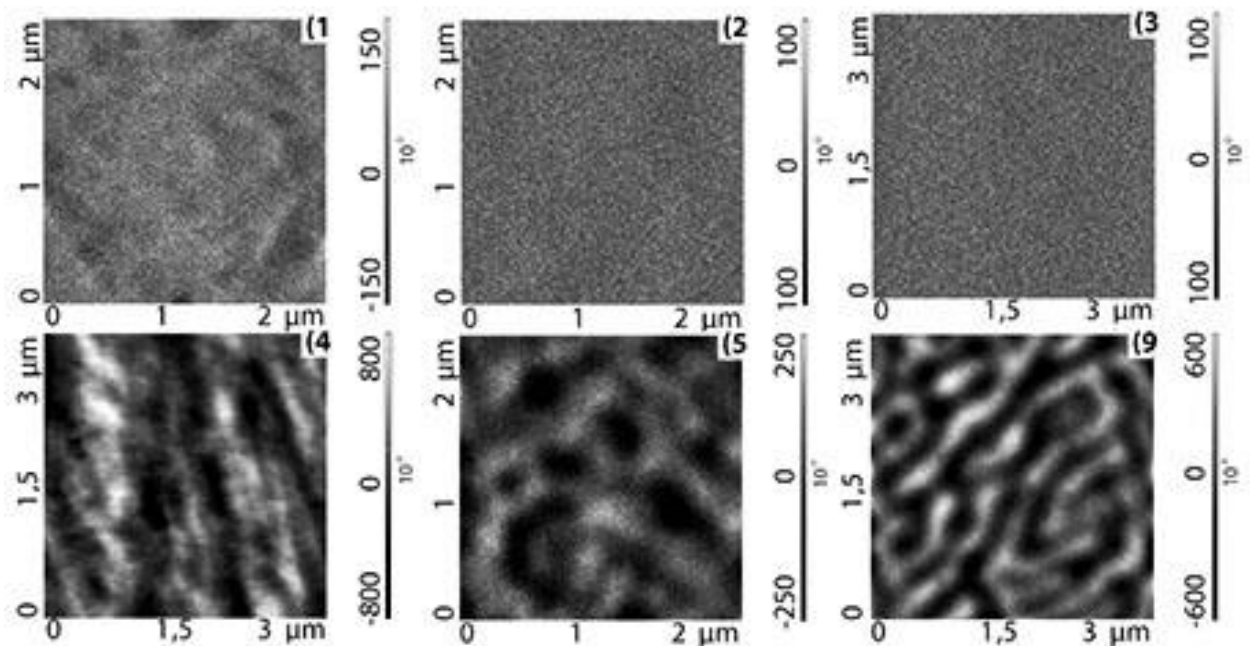


Рис. 4.6. Изображения магнито-фазового контраста плёнок C серии: 1- $x = 0.24$, 2 - 0.27, 3 - 0.39, 4 - 0.41, 5 - 0.41, 6 - 0.63.

что, вероятно, связано с существенным изменением среднего размагничивающего фактора магнитных областей пленок в указанном интервале углов.

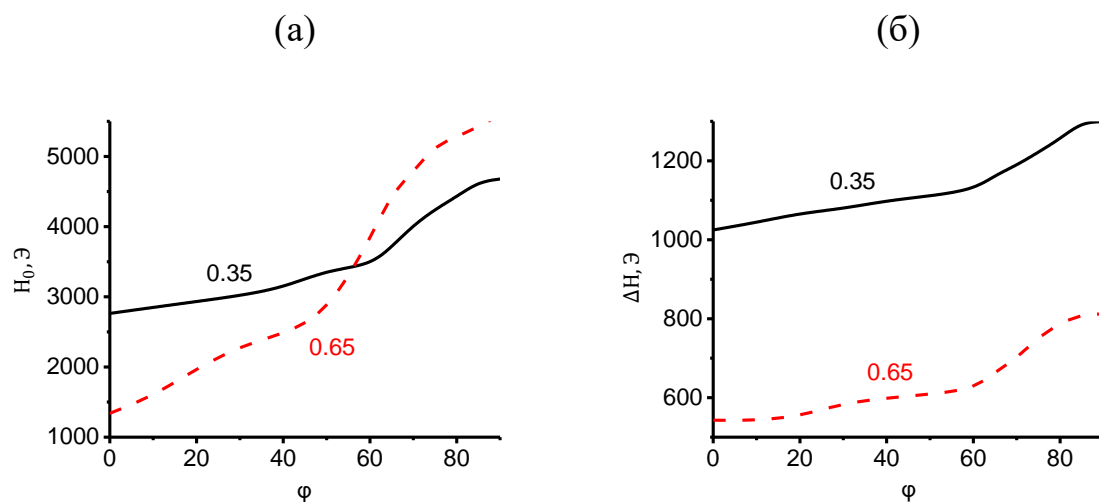


Рис. 4.7. Зависимость резонансного поля H_0 (а) и ширины линии ΔH (б) ФМР плёнок D серии от угла φ , для концентраций металлического сплава $x = 0.35$ (а) и $x = 0.65$ (б).

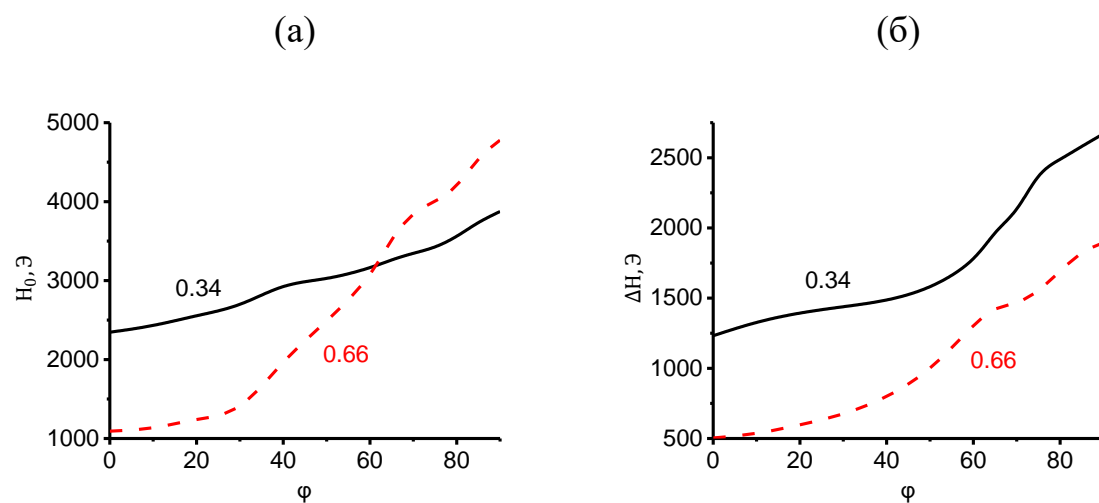


Рис. 4.8. Зависимость резонансного поля H_0 (а) и ширины линии ΔH (б) ФМР плёнок C серии от угла φ , для концентраций металлического сплава $x = 0.34$ (а) и $x = 0.66$ (б).

4.3. Ферромагнитный резонанс в композитных плёнках (CoFeB+MgO) и (CoTaNb+MgO) с разными структурами

При переходе к перколяционной структуре можно использовать математическую модель аналогичную той, которая представлена в статье Нетцельманна [78]. Макроскопический тензор размагничивания всей пленки можно использовать для определения резонансных полей и усредненной намагниченности. Фактор размагничивания отдельной частицы в пленке также был учтен в выражении для резонансного поля. Однако Дубовик в своей работе [108] отметил необходимость коррекции выражения Нетцельманна.

В работе [18] можно найти описание пленок с дополнительной анизотропией формы. В этих пленках металлические частицы имеют форму вытянутых столбиков относительно нормали к пленке. Структура столбиков возникает при определенных составах пленок. Таким образом, можно рассмотреть два типа структур пленок: с столбиками и без столбиков. Наличие столбиков в пленке приводит к изменениям в тензоре размагничивания, связанным с формой частиц. Предполагается, что в пленках с столбиками форма частиц подобна вытянутым эллипсоидам, удлинённым вдоль нормали к плоскости пленки. В пленках без столбиков предполагается, что форма частиц близка к сферической.

Во время перехода порога перколяции форма частиц изменяется из-за их слияния и образования цепочек частиц. Это следует учесть в модели расчета. Поэтому в процессе перколяции, с увеличением концентрации металлического сплава, необходимо вводить дополнительное изменение размагничивающих коэффициентов частиц пленки. Процесс перколяции также включает в себя слияние суперпарамагнитных частиц, составляющих пленку при низких концентрациях металлического сплава. Такие частицы становятся ферромагнитными во время слияния из-за увеличения размеров объединенных частиц. Этот эффект также следует учитывать в вычислительной модели, и величина намагниченности при перколяции

должна увеличиваться более резко, чем указано в модели Дубовика. Таким образом, необходимо модифицировать исходную модель Дубовика, чтобы учесть все перечисленные изменения. В первую очередь, следует учесть дополнительное изменение тензора размагничивания и изменение намагниченности с увеличением концентрации металлического сплава, помимо того, что уже учтено в модели Дубовика.

Уравнение для плотности свободной энергии композитных пленок в модифицированной модели Дубовика имеет следующий вид:

$$F = F_z + F_d \quad (4.1)$$

где F_z – Зеемановский член, F_d – энергия размагничивания

$$F_z = -\mu_0 M m H \quad (4.2)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, M – средняя намагниченность пленки, а m – вектор единичной намагниченности, H – постоянное магнитное поле.

$$F_d = \frac{1}{2} \mu_0 M^2 m N m \quad (4.3)$$

Энергия размагничивания зависит от тензора размагничивания N пленки.

$$N = x(1 - x)N_p + qN_t \quad (4.4)$$

где x – доля объема металлического сплава в пленке, N_p – тензор размагничивания изолированной частицы пленки, N_t – тензор размагничивания однородной магнитной пленки. Будем рассматривать магнитные частицы металлического сплава в пленке как вращающиеся эллипсоиды. Оси координатной системы для данной задачи совпадают с главными осями эллипсоида. В этом случае тензор N_p будет иметь диагональный вид. Обозначим две одинаковые компоненты тензора N_p как ε . Третья ненулевая компонента тензора размагничивания частицы равна $1 \div 2 \varepsilon$. Компоненты тензора размагничивания частицы зависят от соотношения

сторон частиц и могут быть получены с использованием эллиптических интегралов [109].

Первый тип структуры включает в себя рост частиц в форме столбцов, направленных перпендикулярно плоскости пленки. В этом случае предполагается, что частицы представляют собой эллипсоиды вращения, полученные путем вращения относительно нормали к плоскости пленки (рис. 4.9, а). Ось z направлена параллельно оси эллипса вращения, вокруг которой можно получить частицу в данной работе. Поэтому ось z перпендикулярна плоскости пленки для первого типа композитных пленок. Для второго типа структуры пленки нет образования частиц в форме столбцов. Таким образом, наиболее вероятной формой частиц при низких концентрациях металлического сплава является сфера. При увеличении концентрации металлического сплава и приближении к порогу перколяции отдельные металлические частицы сливаются друг с другом и образуют проводящие цепочки из частиц в форме эллипсоидов вращения, вытянутыми

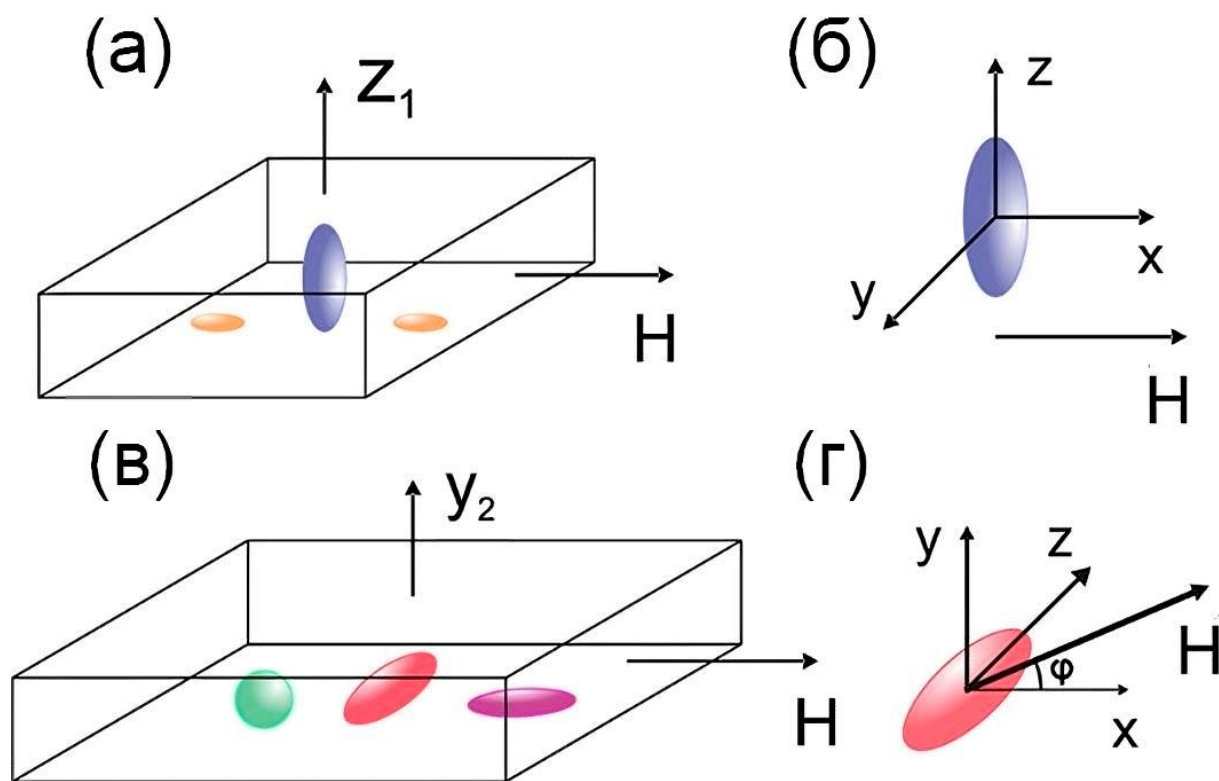


Рис. 4.9. Структура пленок и ориентация частиц.

в плоскости пленки (рис. 4.9, в). В этом случае ось y будет перпендикулярна плоскости пленки (рис. 4.9, з). Таким образом, ограничиваемся случаем, когда постоянное магнитное поле H лежит в плоскости пленки. В случае частиц, вытянутых вдоль плоскости пленки, поле направлено под углом φ к координатным осям, как показано на рис. 4.9, з. В этом случае существуют 2 крайних случая ориентации поля относительно частицы: перпендикулярная ($\varphi = 0^\circ$) и параллельная ($\varphi = 90^\circ$) к длинной оси частицы.

Аналогично работе [110] исключая член, связанный с релаксацией, уравнение Ландау-Лифшица примет следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (4.5)$$

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{m}} \frac{1}{\mu_0 M}$$

где H_{eff} – эффективное магнитное поле, γ – гиромагнитное отношение. Для решения уравнения (4.5) применяется метод последовательных приближений. В первом приближении рассматриваются поправки, линейные по малым отклонениям. Направим постоянную компоненту вектора намагниченности в направлении постоянного поля. Этот подход используется в экспериментах по ферромагнитному резонансу. Для 1-го типа структуры с частицами в форме столбцов можно получить следующее квадратное уравнение для резонансного поля (рис. 4.9, а):

$$H_r^2 - MH_r(N_{z1} - N_{y1}) - \left(\frac{\omega}{\gamma\mu_0}\right)^2 = 0 \quad (4.6)$$

$$N_{y1} = x(1 - x)\varepsilon \quad (4.7)$$

$$N_{z1} = x(1 - x)(1 - 2\varepsilon) + q$$

где ω – циклическая частота внешнего переменного магнитного поля. В случае частиц, вытянутых вдоль плоскости пленки (2-й случай) и перпендикулярной

ориентации постоянного поля относительно длинной оси частицы ($\varphi=0^\circ$), уравнение для резонансного поля имеет следующий вид:

$$H_r^2 - MH_r(N_{z2} - N_{y2} - 2N_{x2}) - \left(\frac{\omega}{\gamma\mu_0}\right)^2 - M^2(N_{x2} - N_{z2})(N_{y2} - N_{x2}) = 0 \quad (4.8)$$

$$N_{x2} = q(1 - q)\varepsilon$$

$$N_{y2} = x(1 - x)(1 - 2\varepsilon) + q \quad (4.9)$$

$$N_{z2} = x(1 - x)(1 - 2\varepsilon)$$

Для параллельной ориентации ($\varphi = 90^\circ$) по отношению к длинной оси частицы, уравнение имеет следующий вид:

$$H_r^2 - MH_r(N_{x2} - N_{y2} - 2N_{z2}) - \left(\frac{\omega}{\gamma\mu_0}\right)^2 - M^2(N_{x2} - N_{z2})(N_{z2} - N_{y2}) = 0 \quad (4.10)$$

Ширина резонансной линии может быть представлена следующим выражением [111]:

$$\Delta H = \Delta H_G + \Delta H_{TMS} + \Delta H_{inhom} \quad (4.11)$$

где ΔH_G – вклад величины Гилберта, ΔH_{TMS} – вклад рассеяния на двухмагнетонных процессах, ΔH_{inhom} – вклад неоднородного расширения линии.

В случае, когда постоянное магнитное поле лежит в плоскости пленки, вклад ΔH_G определяется следующей формулой:

$$\Delta H_G = \frac{\alpha\omega}{\gamma\mu_0} \quad (4.12)$$

Согласно [112], вклад ΔH_{TMS} даёт примерно линейный вклад частоты в ширину линии. Таким образом, мы можем описать вклад рассеяния на двухмагнетонных процессах в ширину линии аналогично вкладу величины Гилберта:

$$\Delta H_{TMS} = \frac{\alpha_{TMS}\omega}{\gamma\mu_0} \quad (4.13)$$

Вклад ΔH_{inhom} связан с распространением размагничивающих полей отдельных частиц и их цепочек. Этот вклад доминирует над другими и может быть приближенно описан как разница между наиболее различающимися резонансными полями частиц с разной формой. В случае пленок с колонообразной структурой вклад ΔH_{inhom} в ширину линии примерно определяется как разница между резонансными полями частиц, которые вытянуты вдоль оси z и уплощены относительно этой же оси. ΔH_{inhom} сильно зависит от концентрации металлического сплава в пленке, так как форма частиц сильно зависит от этого параметра. Кроме того, частицы образуют цепочки около порога перколяции, что приводит к увеличению намагниченности за счет объединения суперпарамагнитных частиц в ферромагнитные цепочки. В пленках без колонообразной структуры вклад ΔH_{inhom} в первую очередь связан с образованием длинных цепочек частиц во время перколяции, а также с увеличением намагниченности за счет объединения суперпарамагнитных частиц в ферромагнитные цепочки. ΔH_{inhom} может быть приближенно представлен как разница в резонансных полях для

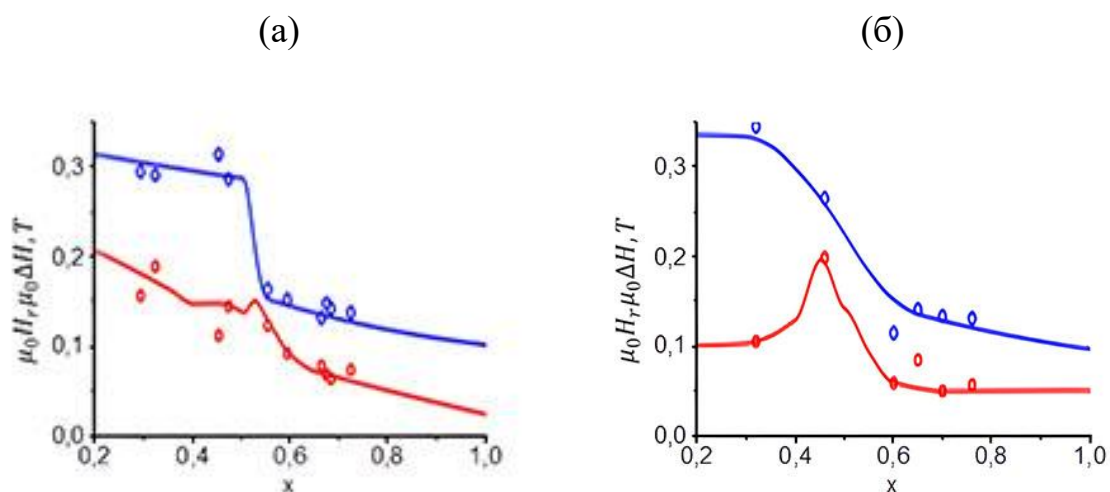


Рис. 4.10. Экспериментальные и теоретические зависимости резонансного поля $\mu_0 H_r$ (синяя линия и круги) и ширины линии $\mu_0 \Delta H$ (красная линия и круги) от объемной доли металла x для композитных пленок серий С (а) и Е (б).

пленок без колонообразной структуры, которая может быть определена с помощью формул (4.7) и (4.9).

Резонансные поля были вычислены с использованием уравнения (4.6) для пленок с колонообразной структурой и уравнений (4.7 - 4.8) для пленок без образования колонн. Результаты моделирования и их сравнение с экспериментальными данными зависимости резонансного поля $\mu_0 H_r$ и ширины линии $\mu_0 \Delta H$ от объемной доли металлического сплава x представлены на рис. 4.10 для пленок серий С и Е. Среднее значение намагниченности в пределах перколяционного интервала проявляло нелинейное изменение из-за включения дополнительной нелинейной зависимости $M(x)$ в уравнения (4.6 – 4.8). Кроме того, форма частиц менялась с изменением значения x для пленок серии 766, и коэффициент затухания a_{TMS} также был подвержен влиянию двухмагнетонного рассеяния.

Сравнивая результаты модифицированной модели Дубовик-Нетцельманна с экспериментальными данными ФМР в нанокompозитных металл-диэлектрических пленках с одним и тем же диэлектриком, но различными магнитными металлическими сплавами было установлено, что согласно результатам применения теоретической модели, к экспериментальным данным по ФМР, при небольших объемных долях металлического сплава x намагниченность металлических гранул в пленках с выраженной колоннообразной структурой на порядок выше, чем в пленках не проявляющих такую структуру. Это можно объяснить анизотропией роста частиц в пленках с колоннообразной структурой: металлические частицы имеют большие размеры и являются ферромагнитными, в отличие от металлических частиц в пленках без колонн, где при небольших объемных долях металлического сплава x большинство частиц находится в суперпарамагнитном состоянии и не способствует средней намагниченности. В окрестности порога перколяции ($x = 0,45-0,55$) для пленок с колоннообразной структурой наблюдается более резкий рост

намагниченности, это обусловлено различной топологией частиц в пленках. Пленки с колонообразной структурой подвергаются более резкой перколяции из-за более выраженного объединения вытянутых, перпендикулярных плоскости, более крупных частиц в диапазоне $q = 0.5 - 0.55$. В то время, как другие плёнки характеризуются более плавным ростом средней намагниченности, как показано на рис. 4.11, и характеризуются постепенным объединением маленьких суперпарамагнитных частиц в более крупные ферромагнитные частицы.

Теоретическая модель помогает объяснить различия механизмов перколяции в пленках на основе распределения и топологии металлических гранул. Поведение резонансного поля для этих серий пленок в первую очередь определяется зависимостью демагнитных факторов от концентрации частиц пленки.

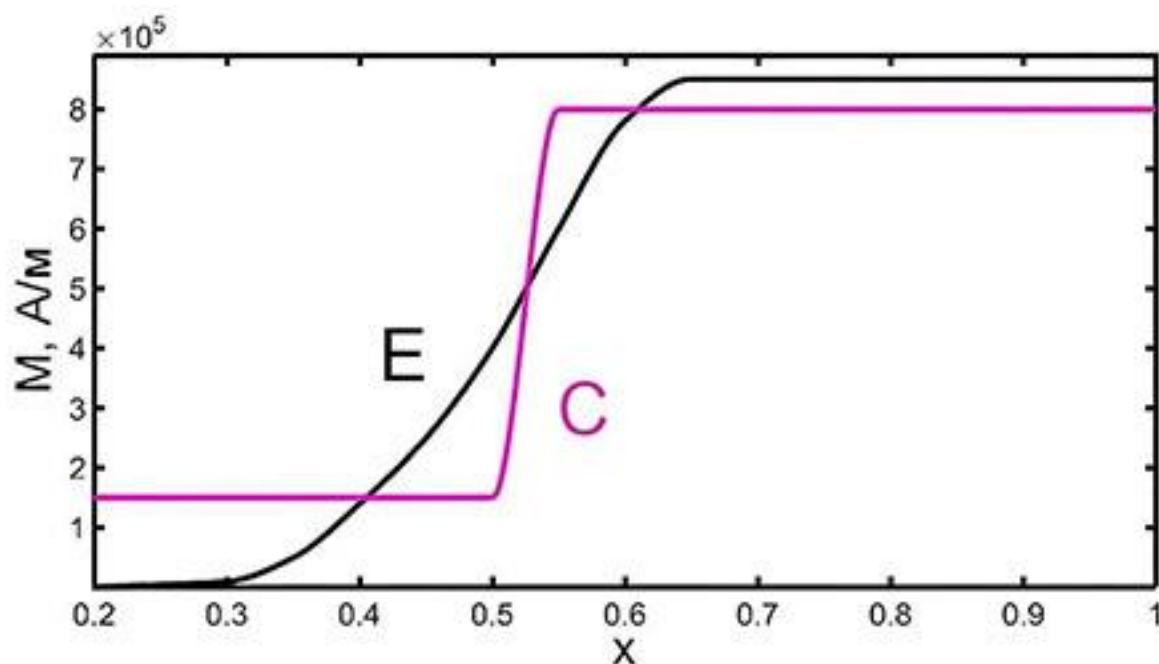


Рис. 4.11. Графики зависимости средней намагниченности для пленок с выраженной колонообразной структурой – плёнки С серии (CoTaNb+MgO) и плёнок не проявляющих такую структуру – E серия (CoFeV+MgO) от объемной доли металла.

Заключение

1. Получены изображения рельефа и магнито-фазового контраста метал-диэлектрических композитных плёнок 3 серий с составами: (CoFeB+SiO₂), (CoFeB+SiO₂+N₂), (CoTaNb+MgO). Анализ изображений магнито-фазового контраста показал, что при малых концентрациях металлического сплава $x = 0.23 - 0.33$ композитные плёнки имеют гранулированную микроструктуру с размерами гранул 20 - 50 нм. Для средних концентраций $x = 0.4 - 0.7$ плёнкам свойственна гранулярно-перколяционная микроструктура. Для больших концентраций $x = 0.75 - 0.88$ композитные плёнки имеют перколяционную микроструктуру.
2. Получены температурные зависимости намагниченности и удельной проводимости композитных плёнок (CoFeB+SiO₂), (CoFeB+SiO₂+N₂) с концентрациями металлического сплава $x = 0.33 - 0.8$ в интервале температур 2 - 400 К и в интервале магнитных полей 0 - 5 Тл. Для композитных плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂), находящихся в магнитном поле 5 Тл, наблюдается монотонное уменьшение намагниченности с ростом температуры от 2 до 400 К. Наибольшее значение намагниченности наблюдается для плёнок с концентрацией $x = 0.52$, а наименьшее значение - для плёнок с концентрацией $x = 0.33$. Для плёнок этой серии наблюдается линейное увеличение удельной проводимости с ростом температуры от 80 до 400 К. Это свидетельствует о том, что композитные плёнки (CoFeB+SiO₂+N₂) в этом интервале температур обладают полупроводниковым характером проводимости.
3. На основе рассчитанных температурных зависимостей магнитной проводимости было выявлено, что для плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂) при концентрации $x = 0.46$, для которых характерна гранулированная структура, наблюдается положительная магнитная проводимость в интервале температур 100 - 400 К, которая достигает 120 % при

температуре $T = 220$ К. Для плёнок с $x = 0.52$, для которой преобладает перколяционная структура, в интервале температур 100 - 400 К наблюдается отрицательная магнитная проводимость, которая достигает 20 % при $T = 320$ К. Для остальных плёнок этой серии, имеющих гранулярно-перколяционную структуру, характерны малые значения магнитной проводимости до 5 %, а их температурное поведение в интервале 2 - 300 К имеет не монотонный характер.

4. В работе получены экспериментальные и теоретические функциональные зависимости параметров (положения (резонансного поля) и ширины линии) ФМР от концентрации металлического сплава x композитных плёнок с составами $(\text{CoFeV}+\text{MgO})$, $(\text{CoTaNb}+\text{MgO})$. В теоретических формулах параметры ФМР выражены через внутренний коэффициент размагничивания метал-диэлектрической плёнки, который находится через концентрацию x и пористость плёнки.
5. Получены концентрационные зависимости параметров ФМР при углах из интервала $0 - 90^\circ$ между направлением постоянного магнитного поля и плоскостью плёнки при $T = 300$ К. Построены угловые зависимости в интервале концентраций 0.25 - 0.88 для композитных плёнок $(\text{CoTaNb}+\text{SiO}_2)$, $(\text{CoTaNb}+\text{MgO})$. Параметры ФМР в большей степени определяются типом микроструктуры плёнок, среди которых можно выделить: гранулированную, перколяционную, гранулярно-перколяционную микроструктуры.

Список сокращений и обозначений

СВЧ – сверхвысокие частоты

ВЧ – высокие частоты

ТМС – туннельное магнитосопротивление

ЯМР – ядерный магнитный резонанс

ЭПР – электронный парамагнитный резонанс

ФМР – ферромагнитной резонанс

СЭМ – сканирующий электронный микроскоп

ЭДС – энергодисперсионная спектрометрия

МСМ – магнитно-силовой микроскоп

МФК – магнитно-фазовый контраст

МП – магнитная проводимость

ПМП – положительная магнитная проводимость

ОМП – отрицательная магнитная проводимость

Список публикаций автора по теме диссертации**Статьи в журналах, рекомендованные ВАК РФ**

1. Котов, Л. Н. Структура и ФМР характеристики магнитных композитных пленок (CoFeB+SiO₂) / Л. Н. Котов, В. А. Устюгов, В. С. Власов, А. А. Уткин, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников // Известия РАН. Серия физическая. – 2023. – Том. 87. №. 3. – С. 435-439;
L.N. Kotov, V.A. Ustyugov, V.S. Vlasov, A.A. Utkin, Yu.E. Kalinin, and A.V. Sitnikov. Structure and FMR Characteristics of (CoFeB + SiO₂) Magnetic Composite Films // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2023. – Vol. 87, №. 3. – pp. 385-388. 2023, 87, No. 3, pp. 385–388.
2. Котов, Л. Н. Влияние магнитного поля на СВЧ импеданс композитных пленок (FeCoB+SiO₂) / Л. Н. Котов, М. П. Ласёк, В. С. Власов, А. А. Уткин, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, В. В. Темнов // Известия РАН. Серия физическая. – 2022. – Том. 86. №. 5. – С. 705-709;
Kotov L.N., Lasek M.P., Vlasov V.S., Utkin A.A., Kalinin Yu.E., Sitnikov A.V., Temnov V.V. Effect of Magnetic Fields on the Microwave Impedance of FeCoB + SiO₂ Composite Films // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2022. – Vol. 86, No. 5. – pp. 588–591.
3. Котов, Л.Н. Магнитные, проводящие и магнитопроводящие свойства композитных плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂) в интервале температур 2-400 К и магнитных полей 0, 1 и 5 Тл / Котов Л.Н., Уткин А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия «Математика. Механика. Физика». – 2023. – Том. 15. №. 4. – С. 85-92.

Статьи, индексируемые в РИНЦ

4. Уткин, А. А. Магнитная проводимость композитных плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂), напылённых в атмосфере азота / А. А. Уткин, Л. Н.

- Котов, М. П. Ласёк, П. Д. Ковалёв, Д. В. Заварин // ИТ АРКТИКА. – 2023. – № 3. – С. 13-26.
5. Заварин, Д. В. Особенности гранулированной структуры и магнитные свойства композитных пленок (CoFeV+SiO₂+N₂) напылённых в атмосфере азота / Заварин Д.В., Уткин А.А., Котов Л.Н., Ковалёв П.Д., Турков В.К., Гаврилюк С.И. Угловые зависимости характеристик ФМР композитных плёнок с разными металлическими сплавами // ИТ АРКТИКА. – 2023. – № 4. – С. 3-18.
6. Котов, Л. Н. О влиянии градиента концентрации металлического сплава на ФМР в композитных пленках / Л. Н. Котов, В. С. Власов, В. А. Устюгов, А. А. Уткин, П. Д. Ковалёв // Сборник научных трудов студентов и магистрантов. Наука молодых - устойчивое развитие Республики Коми. – Сыктывкар. 2022. – С. 239-242.
7. Котов, Л. Н. Разработка методик исследования тонких плёнок методами сканирующей электронной микроскопии / А. А. Уткин, Л. Н. Котов, С. А. Попов // Сборник научных трудов студентов и магистрантов. Наука молодых - устойчивое развитие Республики Коми. – Сыктывкар. 2022. – С. 242-246.
8. Уткин, А. А. Особенности гранулированной структуры и магнитные свойства композитных пленок (CoFeV+SiO₂+N₂), напылённых в атмосфере азота / А. А. Уткин, В. А. Устюгов, Л. Н. Котов, П. Д. Ковалёв, В. К. Турков, З. Н. Блинов // ИТ АРКТИКА. – 2020. – № 3. – С. 3-12.
9. Котов, Л. Н. Разработка методик исследования тонких плёнок методами сканирующей электронной микроскопии / Л. Н. Котов, А. А. Уткин, А. М. Уляшев // ИТ АРКТИКА. – 2020. – №4. – С. 77-84.

Труды и материалы конференций

10. Уткин, А. А. Составы, структура, магнитные свойства и характеристики ФМР композитных плёнок FeCoV+SiO₂ / Л. Н. Котов, А. А. Уткин, // Сборник трудов международной конференции «Фазовые переходы,

- критические и нелинейные явления в конденсированных средах». – Челябинск. 2023. – С. 175-178.
11. Kotov, L. N. Magnetic conductivity of composite films (CoFeB+SiO₂+N₂) in temperature range 2–400 K / L. N. Kotov, A. A. Utkin, V. S. Vlasov, Yu. E. Kalinin, A. V. Sitnikov // VIII Euro-Asian Symposium “Trends in MAGnetism”. – Kazan. 2022. – P. 127-128.
12. Kotov, L. N. Ferromagnetic resonance spectra of nanocomposite metal-dielectric films / L. N. Kotov, A. A. Utkin, V. S. Vlasov, V. A. Ustyugov, M. P. Lasek, P. D. Kovalev, Yu. E. Kalinin, A. V. Sitnikov // VIII Euro-Asian Symposium “Trends in MAGnetism”. – Kazan. 2022. – P. 190-191.
13. Utkin, A. A. Development of a technique for studying thin films by scanning electron microscopy / A. A. Utkin, L. N. Kotov, V. V. Urban // International Conference «Functional Materials ICFM 2021». – Simferopol DIP. – 2021. P. 225-226.
14. Котов, Л. Н. ВЧ спектры магнитной проницаемости и структура композитных плёнок (FeCoB)/(SiO₂) / Л. Н. Котов, М. П. Ласёк, А. А. Уткин, Р. И. Королёв, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников // XXIV международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах»: Сборник трудов. – Москва. 2021. – С. 24-27.
15. Котов, Л. Н. СВЧ магнетосопротивление и структура композитных плёнок (FeCoB)/(SiO₂) / Л. Н. Котов, М. П. Ласёк, А. А. Уткин, В. С. Власов, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, В. В. Темнов // XXIV международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах»: сборник трудов. – Москва. 2021. – С. 29-33.
16. Котов, Л. Н. ВЧ магнитные спектры, микро- и наноструктура металл-диэлектрических композитных пленок / Л. Н. Котов, Д. В. Богачук, М. П. Ласек, А. А. Уткин, О. А. Кирпичева, Е. А. Голубев, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников // XXIII международная конференция «Новое в

- магнетизме и магнитных материалах»: сборник трудов. – Москва. 2018. – С. 263-264.
17. Уткин, А. А. Особенности СВЧ-отражения и проводимости композитных и многослойных плёнок / А. А. Уткин, Л. Н. Котов, О. А. Кирпичёва, И. В. Антонец, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников // «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах». – Челябинск. 2015. – С. 175.
18. Utkin, A. A. Investigations reflection and transmission of radio-waves of a centimetric range from composite and multipart films / A. A. Utkin, L. N. Kotov // International Conference «Functional Materials ICFM 2013». – Simferopol DIP. 2013. – P. 321.
19. Уткин, А. А. Исследование СВЧ отражения от композитных и многослойных плёнок / А. А. Уткин // Физика фазовых переходов: сборник трудов II Всероссийской школы-семинара молодых учёных. – Махачкала. 2012. – С. 87-88.
20. Уткин, А. А. Исследование СВЧ отражения от композитных и многослойных плёнок / А. А. Уткин // XV Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков. – Санкт-Петербург: изд-во «Соло». – 2010. С. – 125-127.
21. Киселёв, Д. В. Исследование СВЧ спектров поглощения композитных пленок / Д. В. Киселёв, А. А. Уткин // XIV Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков. – Санкт-Петербург: изд-во «Соло». – 2010. С. – 100-102.

Список цитированной литературы

1. Казанцева, Н. Е. Свойства и перспективы применения гранулированных ферромагнетиков в области СВЧ / Н. Е. Казанцева, А. Т. Пономаренко, В. Г. Шевченко, И. А. Чмутин, Ю. Е. Калинин // Физика и химия обработки материалов. – 2002. – № 1. – С. 5-11.
2. Svalov, A. V. Thickness–dependent Curie temperature in ferrimagnetic GeCo/Ti multilayers / A. V. Svalov, G. V. Kurlyandskaya, V. O. Vas'kovskiy, A. Larranaga, R. Domingues Della Pace // Journal of Non–Crystalline Solids. – 2016. – V. 90. – P. 242-246.
3. Abdulvakhidov, K. G. Synthesis and physical properties of composites $(1-x)(\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19})-x(\text{PbTiO}_3)$ / K. G. Abdulvakhidov, P. S. Plyaka, M. Sirota, M. A. Vitchenko, I. V. Mardasova, E. N. Ubushaeva // В книге: Физика сегнетоэластиков. Материалы 10 (15) Международного семинара. – Воронеж. – 2022. – С. 74-75.
4. Yoshida, S. High–Frequency Noise Suppression in Downsized Circuits Using Magnetic Granular Films / S. Yoshida, H. Ono, S. Ando, F. Tsuda, T. Ito, Y. Shimada, M. Yamaguchi, K. Arai, S. Ohnuma & T. Masumoto // IEEE transactions on magnetics. – 2011. – V. 37. – P. 2401-2403.
5. Raj, P. M. Magnetic nanocomposites for organic compatible miniaturized antennas and inductors / P. M. Raj, P. Muthana, T. D. Xiao, L. Wan, D. Balaraman, I. R. Abothu, S. Bhattacharya, M. Swaminathan & R. Tummala // Proceedings. International Symposium on Advanced Packaging Materials: Processes, Properties and Interfaces, Irvine, CA, USA, March 16-18 2005 / Irvine, CA, USA: Place of publication not identified IEEE, 2005. – P. 272-275.
6. Митаров, Р. Г. Теплоемкость CoFe_2O_4 и композита $0.3\text{CoFe}_2\text{O}_4-0.7\text{PbTiO}_3$ / Р. Г. Митаров, С. Н. Каллаев, З. М. Омаров, К. Г. Абдулвахидов // Физика твердого тела. – 2023. – Т. 65, № 2. – С. 361-364.
7. Коледов, В. В., Исследование структуры и физических свойств сплавов семейства Fe-Ni-Co-Al / В. В. Коледов, Э. Т. Дильмиева, В. С. Калашников,

- А. П. Каманцев, А. В. Маширов, С. В. Фон Гратовски, В. Г. Шавров, Ю. С. Кошкидько, А. В. Кошелев, С. В. Таскаев, В. Сампат, И. И. Мусабилов, Ф. В. Чунг, Р. М. Гречишкин // Журнал радиоэлектроники. –2018. –№ 7. – С. 5.
8. Калашников, В. С. Функциональные свойства сплавов системы Ni–Ti с эффектом памяти формы и эффективность их использования в качестве исполнительных элементов актуаторов для микроэлектромеханических систем / В. С. Калашников, В. В. Коледов, В. Г. Шавров, В. А. Андреев, А. В. Несоленов, Д. С. Кучин, Р. Д. Карелин // Радиотехника и электроника. – 2023. – Т. 68, № 4. – С. 338-345.
9. Рыльков, В.В. Транспортные, магнитные и мемристивные свойства наногранулированного композита $(\text{CoFeV})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ / В. В. Рыльков, С. Н. Николаев, В. А. Демин // ЖЭТФ. – 2018. – Т. 153. № 3. С. 424.
10. Drovosekov, A. V. Mechanisms of FMR line broadening in CoFeV LiNbO₃ granular films in the vicinity of metal–insulator transition / A. V. Drovosekov, N. M. Kreines, A. S. Barkalova et al. // JMMM. – 2020. – V. 495 Art. No. 165875.
11. Kotov, L. N. Relief, magnetic structure and microwave properties of composite films / L. N. Kotov, V. S. Vlasov, V. A. Ustyugov et al. // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2017. – V. 175. Art. No. 012021.
12. Sinan, A. The usage of composite nanomaterials in biomedical engineering applications / A. Sinan, U.-K. Fulden, I. Cansu, K. Kevser // Biotechnology and Bioengineering. – 2021. – V. 118, № 8, P. 2906-2922.
13. Wang, Yan–Li Hollow porous CoNi/C composite nanomaterials derived from MOFs for efficient and lightweight electromagnetic wave // Yan–Li Wang, Shu-Hao Yang, Hui-Ya Wang, Guang–Sheng Wang, Xiao–Bo Sun, Peng–Gang Yin // Carbon. – 2020. – V. 167, P. 485-494.
14. Baig, N. Nanomaterials: a review of synthesis methods, properties, recent progress, and challenges / N. Baig, I. Kammakakam, W. Falath // Mater. Adv. – 2021. – V. 2, P. 1821-1871.

15. Lalitha, A. Review on nanomaterials: Synthesis and applications / A. K. Lalitha, I. V. Kasi, B. S. Diwakar, B. Govindh, V. Reddy, Y. L. N. Murthy // *Materials Today: Proceedings*. – 2019. – V.18, Part 6, P. 2182-2190.
16. Плюснин, П. Е Синтез, структура и термические свойства двойных комплексных солей – предшественников наносплавов несмешивающихся металлов / П. Е. Плюснин, Ю. В. Шубин, С.В. Коренев // *ЖСХ*. – 2022. – Т. 63, № 3, С: 271-297.
17. Калинин, Ю. Е. Особенности отражения СВЧ волн от гранулированных плёнок / Ю. Е. Калинин, Л. Н. Котов, С. Н. Петрунёв и А. В. Ситников // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2005. – Т. 69, № 8, С. 1195-1199.
18. Ситников, А. В. Магнитные свойства и особенности формирования структуры наногранулированных композитов металл–диэлектрик: диссертация ... доктора физико-математических наук: 01.04.07 / Ситников Александр Викторович. – Воронеж, 2010. – С. 49-61.
19. Данилюк, И. Р. Гранулометрический анализ нанокompозитных плёнок по изображениям атомно–силовой микроскопии / И. Р. Данилюк, Л. Н. Котов, В. С. Власов, В. А. Устюгов // XXIV международная научная конференция «Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах». – Москва, 1-8 Июл 2021 г. / Сборник докладов, Москва, 2021. – С. 73-75.
20. Котов, Л. Н. Влияние структуры на вч, свч проводящие свойства композитных плёнок / Л. Н. Котов, М. П. Ласёк, А. М. Уляшев, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников // XXV Международная конференция по релаксационным явлениям в твердых телах. – Воронеж, 21-25 сентября 2019 г. / Воронеж: ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет», 2022. – С. 150-152.
21. Antonets, I. V. The structure, conductive properties, and reflective properties of amorphous granulated $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{ZrO})_{1-x}$ composite films / I. V. Antonets, L. N. Kotov, E. A. Golubev, Y. E. Kalinin, A. V. Sitnikov // *Technical Physics*. – 2017. – V. 62. № 2. P. 261-269.

- 22.Фельц, А. Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела / А. Фельц // М.: Мир, 1986. – С. 556.
- 23.Abeles, B. Structural and electrical properties of granular metal films / B. Abeles, P. Sheng, M. Coutts и Y. Arie // *Advances in Physics*. – 2006. – V. 24, № 3, P. 407-461.
- 24.Guzman, J. I. Magnetic properties of sputtered bilayer and laminated CoZr/SiO₂ thin films / J. I. Guzman, P. V. Коеппе и M. N. Kryder // *Transactions on magnetics*. – 1988. – V. 24, № 6, P. 1095-1101.
- 25.Mangalaraj, D. Magnetron sputtered transparent conducting CdO thin films / K. Gurumrugan, D. Mangalaraj и K. Narayandass // *Journal of Electronic Materials*. – 1996. – V. 25, № 4, P. 2011-2023.
- 26.Ohnuma, M. Microstructure of Co–Al–O granular thin films / M. Ohnuma, K. Hono, E. Abe, H. Onodera, S. Mitani и H. Fujimori // *J. Appl.Phys.* – 1997. V. 82, № 11, P. 5646-5652.
- 27.Fujimori, H. Giant magnetoresistance in insulating granular films and planar tunneling junctions / H. Fujimori, S. Mitani // *Mat. Sci. Eng. A*. – 1999. – V. A267, P. 184-192.
- 28.Dieny, B. Spin–dependent tunneling in discontinuous metal/insulator multilayers. *Journal of magnetism and magnetic materials* / B. Dieny, S. Sankar, M. R. McCartney, D. J. Smith, P. Bayle–Guillemaud и A. E. Berkowitz // *JMMM*. – 1998. – V. 185, P. 283-292.
- 29.Yakushijia, K. Composition dependence of particle size distribution and giant magnetoresistance in Co–Al–O granular films / K. Yakushijia, S. Mitania, K. Takanashia, J.–G. Хаб и H. Fujimoria // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2000. – V. 212, P. 75-81.
- 30.Ohnuma, H. Microstructures and magnetic properties of Co–Al–O granular thin films / H. Ohnuma, K. Hono, H. Onoder, S. Ohnuma, H. Fujimori, J. Pedersen // *J. Appl. Phys.* – 2000. – V. 87, № 2, P. 817–823.

31. Wu, L. Particle size influence to the microwave properties of iron Based magnetic particulate Composites / L. Wu, J. Ding, H. Jiang, L. Chen и C. Ong // *J. Magn. And Magn. Mat.* – 2005. – V. 285, P. 233-239.
32. Аль Аззави, Х. Структура и электрические свойства многослойных пленок на основе композитов ферромагнетик–диэлектрик / Х. Аль Аззави, К. Королев, В. Макагонов, А. Ситников и О. Тарасова. // *Вестник Воронежского государственного технического университета.* – 2015. – Т. 11, № 5, С. 100-107.
33. Fedotova, J. Effect of oxid shells on magnetic and magnetotransport characteristics of oxidized FeCoZr nanogranules in Al₂O₃ / J. Fedotova, J. Kasiuk, J. Przewoznik, C. Kapusta, J. Svito, Y. Kalinin и A. Sitnikov // *J. of Alloys and Compounds.* – 2011. – V. 509, P. 9869-9875.
34. Saad, A. Structure and electrical properties of CoFeZr–Aluminium oxide nanocomposite films / A. Saad, A. Mazanik, Y. E. Kalinin, J. Fedotova, A. Fedotov, S. Wrotek, A. Sitnikov и J. Svito // *Rev. Adv. Mater. Sci.* – 2004. – V. 8, P. 152-157.
35. Абрьчкин, А. Высокочастотные магнитные свойства композитов (Co₄₀Fe₄₀B₂₀)_x(C)_{100-x} / А. Абрьчкин, А. Алешников, Ю. Калинин, А. Ситников, О. Тарасова // *Вестник Воронежского государственного технического университета.* – 2012. – Т. 8, № 11, С. 71-76.
36. Coey, J. M. D *Magnetism and Magnetic Materials*, Cambridge: Cambridge University Press, 2010. – P. 133.
37. Ландау, Л. Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел, т. 1 / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1969 – С. 128-143.
38. Вонсовский, С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро- и антиферромагнетиков / С. В. Вонсовский. – М.: Наука, 1971. – С. 1032.
39. Гуревич, А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А. Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – С. 464.

- 40.Тябликов, С. В. Методы квантовой теории магнетизма / С. В. Тябликов. – М.: Наука, 1965. – С. 336.
- 41.Giesen, F. Magnetization Dynamics of Nanostructured Ferromagnetic Rings and Rectangular Elements / F. Giesen. – Cuvillier Verlag, 2005. – P. 169.
- 42.Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – С. 623.
- 43.Спин–фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) / Б. А. Голдин, Л. Н. Котов, Л. К. Зарембо и С. Н. Карпачев. – Л.: Наука, 1991. – С. 149.
- 44.Тарасевич, Ю. Перколяция: теория, приложения, алгоритмы: Учеб. Пособие / Ю. Тарасевич. – М.: Едиториал УРСС, 2002. – С. 112.
- 45.Armin, B. Percolation in Composite / B. Armin, D. Wolfgang // Journal of Electroceramics. – 2000. – 5(2), P. 81-92.
- 46.Шкловский, Б. И. Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред / Б. И. Шкловский и А. Л. Эфрос // УФН. – 1975. – Т. 117, № 3, С. 401-436.
- 47.Efros, A. Conduction of nanostructured metall – insulator / A. Efros, B. Shklovski // Phys. Stat. Solid. B. – 1976. – № 76, P. 475-490.
- 48.Sheng, P. Hopping Conductivity in Granular Metals / P. Sheng, B. Abeles, Y. Arie // Physical Review Letters. – 1973. – V. 31, № 1, P. 44-47.
- 49.Мейлихов, Е. Термоактивированная проводимость и вольт–амперная характеристика диэлектрической фазы гранулированных металлов / Е. Мейлихов // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 115, № 4, С. 1484-1496.
- 50.Ding, Li Magnetic/conductive composite fibre: A multifunctional strain sensor with magnetically driven property / Li Ding, Shouhu Xuan, Jiabin Feng, Xinglong Gong // Composites Part A: Applied Science and Manufacturin. – 2017. – V. 100, P. 97-105.
- 51.Mitani, S. Spin-dependent tunneling phenomena in insulating granular systems / S. Mitani, H. Fujimori, S. Ohnuma // J. Magn. Magn. Mat. – 1997. – Vol. 165, P.141-148.

52. Wang, J. Q. Large finite-size effect of giant magnetoresistance in magnetic granular thin films / J. Q. Wang, G. Xiao // *Phys. Rev. B.* – 1995. – Vol. 51, № 9, P. 5863-5866.
53. Jiang, H. V. Giant negative magnetoresistance of a degenerate two-dimensional electron gas in the variable-range-hopping regime / H. V. Jiang, C. E. Johnson, K. L. Wang // *Phys. Rev. B.* – 1992. – Vol. 46, № 19, P.12830-12833.
54. Власов, В. С. Особенности формирования статической и динамической проводимости композиционной пленки, содержащей наногранулы металлического сплава в диэлектрической матрице / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров и В. И. Щеглов // *Радиотехника и электроника.* – 2014. – Т. 59, № 9, С. 882-896.
55. Антонец, И. В. Механизм динамической проводимости аморфных наногранулированных пленок «металл–диэлектрик» в диапазоне сверхвысоких частот / И. В. Антонец, Л. Н. Котов, О. А. Кирпичёва, Е. А. Голубев, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, В. Г. Шавров и В. И. Щеглов // *Журнал радиоэлектроники.* – 2004. № 4, С. 41–45.
56. Антонец, И. В. Статическая и динамическая проводимость аморфных наногранулированных композитов “металл–диэлектрик” / И. В. Антонец, Л. Н. Котов, О. А. Кирпичёва, Е. А. Голубев, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, В. Г. Шавров и В. И. Щеглов // *Радиотехника и электроника.* – 2015. – Т. 60, № 8, С. 839.
57. Антонец, И. В. Динамическая проводимость аморфных наногранулированных пленок в диапазоне сверхвысоких частот / И. В. Антонец, Л. Н. Котов, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, В. Г. Шавров и В. И. Щеглов // *ПЖТФ.* – 2014. – Т. 40, № 14, С. 1-6.
58. Калинин, Ю. Е. Особенности отражения СВЧ волн от гранулированных плёнок / Ю. Е. Калинин, Л. Котов, С. Н. Петрунёв и А. В. Ситников // *Известия РАН. Серия физическая.* – 2005. – Т. 69, № 8, С. 1195-1199.

59. Котов, Л. Н. Ферромагнитный резонанс в композитных пленках металл–диэлектрик и металл–углерод / Л. Н. Котов, М. П. Ласёк, В. К. Турков и др. // Изв. РАН. Сер. физ. – 2020. – Т. 84. №9. – С. 1255-1257.
60. Турков, В. К. Влияние отжига на структуру и СВЧ–магнитные свойства однослойных и многослойных пленок различного состава / В. К. Турков, В. С. Власов, Л. Н. Котов и др. // Изв. РАН. Сер. физ. – 2013. – Т. 77. №10. – С. 1414.
61. Котов, Л. Н. Структура и ширина линии ФМР композитных пленок состава $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Cr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_y$, $0,26 < x \leq 0,63$ / Л. Н. Котов, В. А. Устюгов, Ф. Ф. Асадуллин и др. // Вестник Челябинского Государственного Университета. Физика. – 2013. – №18. – С. 23.
62. Котов, Л. Н. Ферромагнитный резонанс в композитных пленках металл–диэлектрик и металл–углерод / Л. Н. Котов, М. П. Ласёк, В. С. Власов и др. // Изв. РАН. Сер. физ. – 2022. – Т. 86. №5. – С. 701.
63. Альтшуллер, С. А. ЭПР соединений элементов промежуточных групп / Г. С. Альтшуллер, Б. М. Козырев. – М.: Наука. 1972. – С. 272.
64. Аркадьев, В. К. Ферромагнитные свойства металлов как функция длины волны / В. К. Аркадьев. – М.: Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 2008. – С. 103.
65. Дорфман, Я. Г. Магнетизм. / Я. Г. Дорфман. – М.: Наука, 1923. – С. 30
66. Ландау, Л. Д. Собрание трудов / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, М.: Наука, 1969. – Т.1. С.128–143.
67. Завойский, Е. К. Парамагнитная абсорбция в перпендикулярных и параллельных полях для солей, растворов и металлов: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. / Евгений Константинович Завойский. – М.: ФИАН, 1945 г. – 84 с.
68. Griffiths, J. Anomalous High–frequency Resistance of Ferromagnetic Metals / J. Griffiths // Nature. – 1946. – 158, P. 670.

69. Schlomann, E. Epitaxial Fe films on GaAs for hybrid semiconductor-magnetic memories / E. Schlomann, R. Tutison, J. Weissman, H. J. Van Hook, T. Vatimos // *J. Appl. Phys.* – 1988. – 63, 3140-3142.
70. Camley, R. E. Theory of microwave propagation in dielectric/magnetic film structures. / R. E. Camley, D. L. Mills // *J. Appl. Phys.* – 1997. – 82, 3058.
71. Cramer, N. High attenuation tunable microwave notch filters utilizing ferromagnetic resonance / N. Cramer, D. Lucic, R.E. Camley, Z. Celinski. J. // *Appl. Phys.* – 2000. – 87, 6911.
72. Гуревич, А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. / А. Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – С. 192.
73. Шавров, В. Г. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода / В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. – М.: Физматлит, 2018. – 268.
74. Рыльков, В. В. Транспортные, магнитные и мемристивные свойства наногранулированного композита $(\text{CoFeV})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$ / В. В. Рыльков, С. Н. Николаев, В. А. Демин и др. // *ЖЭТФ.* – 2018. – Т. 153. № 3. С. 424.
75. Timopheev, A. A. Superferromagnetism and coercivity in Co–Al₂O₃ granular films with perpendicular anisotropy / A. A. Timopheev, I. Bdikin, A. F. Lozenko et al. // *J. Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. № 12. Art. № 123915.
76. Hesse, J. Different susceptibilities of nanosized single-domain particles derived from magnetization measurements / J. Hesse, H. Bremers, O. Hupe, M. Veith, E. Fritscher и K. Valtchev // *JMMM* – 2000. – V. 212, P. 153-167.
77. Вонсовский, С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро и антиферромагнетиков / С. В. Вонсовский. – М.: Наука, 1971. – С. 1032.
78. Netzelmann, U. Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes / U. Netzelmann // *J. Appl. Phys.* – 1990. – V. 68, P. 1800-1807.
79. Вонсовский, С. В. Ферромагнитный резонанс. Явление резонансного поглощения высокочастотного магнитного поля в ферромагнитных веществах / С. В. Вонсовский, Г. В. Скроцкий, Л. В. Курбатов и др. – Москва: Физматгиз, 1961. – С. 343.

- 80.Гоулдстейн, Дж. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ: в 2-х книгах. Книга 1. Пер. с англ. / Дж. Гоулдстейн, Д. Ньюбери – М.: Мир, 1984. – 303с.
- 81.Уткин, А. А. Основы работы на сканирующем электронном микроскопе. Лабораторный практикум / А. А. Уткин, Л. Н. Котов – Сыктывкар: издательство СГУ им. Питирима Сорокина, 2022. – 15 с.
- 82.Prins, M.W.J. Scanning tunneling microscope for magneto-optical imaging / M.W.J.Prins, R.H.M.Groeneveld, D.L.Abraham, R.Schad, H.van Kempen, H.W.van Kesteren // J. Vac. Sci. Technol. – 1996 – V. 14(2), P. 1206-1209.
- 83.Manalis, S. Submicron Studies of Recording Media Using Thin-Film Magnetic Scanning Probes / S. Manalis, K. Babcock, J. Massie, V. Elings, M. Dugas // Appl. Phys. Lett. – 1995 – V. 66, P. 2585.
- 84.Proksch, R. Measuring the gigahertz response of recording heads with the magnetic force microscope / R.Proksch, J.Schmidt, S.Austvold, G.Skidmore // J. Appl. Phys. – 1997. – V. 81, 4522.
- 85.Gibbs, M.R.J. A Comparison of Domain Images Obtained With a Magnetic Force Microscope and High Resolution Transmission Electron Microscopy / M.R.J.Gibbs, M.A.A1-Khafaji, W.M.Rainforth, H.A.Davies, K.Babcock, J.N.Chapman, L.J.Heyderman. // IEEE Trans. Magn. 1995. – V. 31, 3349.
- 86.Bammerlin, M. Comparison of dynamic lever STM and noncontact AFM / M. Bammerlin, R. Luthi, E. Meyer, A. Baratoff, J. Lu, M. Guggisberg, Ch. Gerber, L. Howald, H.-J. Guntherodt // Applied Physics. – 1998. – A 66, P245.
- 87.Giessibl, F. J. Atomic Resolution of the Silicon (111)-(7×7) Surface by Atomic Force Microscopy // Science. – 1995 – 267, P. 68.
- 88.Vu, L. N. Design and implementation of a scanning SQUID microscope / L. N. Vu, D. J. van Harlingen // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 1997. – V. 3, P.1918.
- 89.Kronmüller, H. Pinning of domain walls in composite particles / H. Kronmüller, D. Goll // Physica B. – 2008. – V. 403. – P. 237–241.

90. Kronmüller, H. Micromagnetic theory of the pinning of domain walls at phase boundaries / H. Kronmüller, D. Goll // *Physica B.* – 2002. – V. 319. – P. 122-126.
91. Endo, J. Microstructure and magnetic properties of co-ni thin film sputtered in nitrogen atmosphere /, S. Murakami, S. Fujii et. al. // *IEEE transactions on magnetics.* – 1987. – Vol. MAG-23, No. 5.
92. Kotov, L. N. Structure and FMR Characteristics of (CoFeB+SiO₂) Magnetic Composite Films / L. N. Kotov, V. A. Ustyugov et. al. // *Bulletin of the RAS: Physics.* – 2023. – Vol. 87, No. 3, P. 385–388.
93. Kotov, L. N. Relief, magnetic structure and microwave properties of composite films / L. N. Kotov, V. S. Vlasov, V. A. Ustyugov et al. // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering.* – Miskolc, Hungary. 2017. – Vol. 175, P. 012021.
94. Kotov, L. N. Relaxation of magnetization in thin composite (Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀)X(Al₂O₃)_{100–X} films / L. N. Kotov, V. K. Turkov, V. S. Vlasov et al. // *Materials Science and Engineering.* – 2006. – Vol. 442 (1), P. 352.
95. Niu, R. Materials and possible mechanisms of extremely large magnetoresistance: a review / R. Niu and W. K. Zhu // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2021. – Vol. 34. – PP. 113001.
96. Котов, Л. Н. Магнитные, проводящие и магнитопроводящие свойства композитных плёнок (CoFeB+SiO₂+N₂) в интервале температур 2–400 К и магнитных полей 0, 1 и 5 Тл / Л. Н. Котов, А. А. Уткин, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников // *Вестник Южно - Уральского государственного университета. Серия «Математика. Механика. Физика».* – 2023. – Т. 15 (4). – С. 85 - 92.
97. Rylkov, V. V. Transport properties of magnetic nanogranular composites with dispersed ions in an insulating matrix / V. V. Rylkov, A. V. Emelyanov, S. N. Nikolaev, K. E. Nikiruy, A. V. Sitnikov, E. A. Fadeev, V. A. Demin and A. B. Granovsky // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2020. – Vol. 131. – PP. 160–176.

98. Kotov, L. N The particle size distribution function in the composite films and microwave magnetic properties / L. N Kotov, V. A. Ustyugov, V. S. Vlasov, V. K. Turkov, M. P. Lasek, Yu. E. Kalinin, A. V. Sitnikov, and E. A. Golubev // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2016. – Vol. 123. – PP. 012009.
99. Stognei, O. V. Isotropic positive magnetoresistance in Co - Al₂O₃ nanocomposites / O. V. Stognei, A. V. Sitnikov, Yu. E. Kalinin, S. F. Avdeev and M. N. Kopytin // Phys. Solid State. – 2007. – Vol. 49. – PP. 164–170.
100. Guo, J. Tunable positive magnetoresistance of magnetic polyaniline nanocomposites / J. Guo, Z. Chen, W. Abdul, J. Kong, M. A. Khan, D. P. Young, J. Zhu and Z. Guo // Advanced Composites and Hybrid Materials. – 2021. – Vol. 4. – PP. 534–542.
101. Yang, L. Enhanced magnetoresistance in NiFe/GaAs/Fe hybrid magnon valve / L. Yang, N. Shipp, Y. Pu, Y. Chen, Y. Chen, L. He, X. Ruan, W. Liu, Y. Xu // Appl. Phys. Lett. – 2019. – Vol. 115. – PP. 072407.
102. Chumak, A V Magnon spintronics / A. V. Chumak, V. I Vasyuchka, A. A. Serga, B. Hillebrands // Nature Phys. – 2015. – V. 11, P.453-461.
103. Krawczyk, M. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure / M. Krawczyk, D. J. Grundler // Condens. Matter. – 2014. – 26, 123202.
104. Zutic, I. A path to spin logic / I. Zutic, M. Fuhrer. // Nature Phys. – 2005. – V. 1, P. 85.
105. Lenk, B. The building blocks of magnonics / B. Lenk // Phys. Rep. – 2011. – V. 507, P. 107.
106. Stamps R. L. The 2014 Magnetism Roadmap / R. L. Stamps // J. Phys. D Appl. Phys. – 2014. – V. 47, 333001.
107. Заварин, Д. В. Угловые зависимости характеристик ФМР композитных плёнок с разными металлическими сплавами / Д. В. Заварин, А. А. Уткин, Л. Н. Котов, П. Д. Ковалёв, В. К. Турков, С. И. Гаврилюк // ИТ АРКТИКА. – 2023. – № 4. – С. 3-18.

108. Dubowik, J. Shape anisotropy of magnetic heterostructures / J. Dubowik // *Phys. Rev. B.* – 1996. - Vol. 54, P. 1088–1091.
109. Vlasov, V. S. Magnetization switching in bistable nanomagnets by picosecond pulses of surface acoustic waves / V. S. Vlasov, A. M. Lomonosov, A. V. Golov, L. N. Kotov, V. Besse, A. Alekhin, D. A. Kuzmin, I. V. Bychkov, V. V. Temnov // *Phys. Rev. B.* – 2020. – Vol. 101, P. 024425.
110. Besse, V. Generation of exchange magnons in thin ferromagnetic films by ultrashort acoustic pulses / V. Besse, A.V. Golov, V. S. Vlasov, A. Alekhin, D. A. Kuzmin, I. V. Bychkov, L. N. Kotov, V. V. Temnov // *JMMM.* – 2020. – Vol. 502, P. 166320.
111. Drovosekov, A. B. Mechanisms of FMR line broadening in CoFeB LiNbO₃ granular films in the vicinity of metal-insulator transition / A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, A. S. Barkalova, S. N. Nikolaev, V. V. Rylkov and A. V. Sitnikov // *JMMM.* – 2020. – Vol. 495, P. 165875.
112. Kotov, L. N. Structure and FMR Characteristics of (CoFeB+SiO₂) Magnetic Composite Films / L. N. Kotov, V. A. Ustyugov et. al. // *Bulletin of the RAS: Physics.* – 2023. – Vol. 87, No. 3, P. 385–388.
113. Kotov, L. N. Relief, magnetic structure and microwave properties of composite films / L. N. Kotov, V. S. Vlasov, V. A. Ustyugov et al. // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering.* – Miskolc, Hungary. 2017. – Vol. 175, P. 012021.
114. Бухараев, А. А. Стрейтроника — 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.
115. Niu, R. Materials and possible mechanisms of extremely large magnetoresistance: a review / R. Niu and W. K. Zhu // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2021. – Vol. 34. – PP. 113001.
116. Baibich, M. N. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, Nguyen Van Dau F, F Petroff,

- P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – Vol. 61. – PP. 2472–2475.
117. Binasch, G. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach and W. Zinn // *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.* – 1989. – Vol. 39. – PP. 4828–4830.
118. Zhou, B. Research progress of current sensor based on spin - dependent magnetoresistance effect / B. Zhou, T. Li, M. Pan, S. Li, J. Su, Z. Su and F. Wang // *Journal of Physics: Conference Series.* – 2023. – Vol. 2463. – PP. 012010.
119. Peng, D. Electron transport properties of magnetic granular films / D. Peng, J. Wang, L. Wang, X. Liu, Z. Wang, Y. Chen // *China Phys. Mech. Astron.* – 2013. – Vol. 56. – PP. 15–28.
120. Rylkov, V. V. Transport properties of magnetic nanogranular composites with dispersed ions in an insulating matrix / V. V. Rylkov, A. V. Emelyanov, S. N. Nikolaev, K. E. Nikiruy, A. V. Sitnikov, E. A. Fadeev, V. A. Demin and A. B. Granovsky // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2020. – Vol. 131. – PP. 160–176.
121. Rizal, C. Ferromagnetic multilayers: magnetoresistance, magnetic anisotropy, and beyond / C. Rizal, B. Moa, and B. B. Niraula // *Magnetochemistry.* – 2016. – Vol. 2. – PP. 22, 2016.
122. Guo, J. Tunable positive magnetoresistance of magnetic polyaniline nanocomposites / J. Guo, Z. Chen, W. Abdul, J. Kong, M. A. Khan, D. P. Young, J. Zhu and Z. Guo // *Advanced Composites and Hybrid Materials.* – 2021. – Vol. 4. – PP. 534–542.
123. Yang, L. Enhanced magnetoresistance in NiFe/GaAs/Fe hybrid magnon valve / L. Yang, N. Shipp, Y. Pu, Y. Chen, Y. Chen, L. He, X. Ruan, W. Liu, Y. Xu // *Appl. Phys. Lett.* – 2019. – Vol. 115. – PP. 072407.