

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМ. Л.В. КИРЕНСКОГО СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИФ СО РАН)

На правах рукописи



Важенина Ирина Георгиевна

**Развитие метода спин-волновой спектроскопии для исследования магнитных
неоднородностей нанокристаллических, мультислойных и градиентных
пленок Fe-Ni, Co-Ni и Co-P**

Специальность 01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Рауф Садыкович Исхаков

Красноярск – 2015

Оглавление

Введение	4
Глава 1 Литературный обзор	11
1.1 Общее описание магнитных неоднородностей в ферромагнитных пленках	11
1.2 Спиновые волны в ферромагнитных пленках. Спин-волновой резонанс	12
1.3 Модификации дисперсионного соотношения	18
1.3.1 Спин-волновая спектроскопия, как метод определения магнитных неоднородностей	26
1.4 Постановка задачи исследования	31
Глава 2 Общая характеристика образцов. Метод их получения и экспериментальные методы исследования	33
2.1 Методы получения образцов	33
2.1.1 Метод химического осаждения	33
2.1.2 Метод термического испарения	34
2.2 Рентгеноструктурный анализ	36
2.3 Методы магнитных исследований	39
2.3.1 Ферромагнитный резонанс	39
2.3.2 Спин-волновой резонанс. Идентификация спектра	42
2.3.3 Корреляционная спин-волновая спектроскопия	49
2.3.4 Установка для исследования ферромагнитного и спин-волнового резонанса на частоте 9100 МГц	52
2.3.5 Магнитные параметры пленок, измеряемые методами ферромагнитного и спин-волнового резонанса	55
2.4 Исследуемые образцы	59
Глава 3 Исследование нанокристаллических тонких ферромагнитных пленок Fe-Ni методом спин-волновой спектроскопии	62
3.1 Структурные характеристики пленок Fe-Ni	62
3.2 Исследование методом ферромагнитного резонанса тонких пленок Fe-Ni	70
3.3 Спин-волновой резонанс в Fe-Ni пленках, идентификация магнитных неоднородностей методом спин-волновой спектроскопии	74
Выводы к главе 3	85

Глава 4 Исследование методом спин-волновой спектроскопии мультислойных пленок Fe-Ni-P/Pd и мультислойных пленок Co-P сплава	87
4.1 Характеристика образцов, используемых для СВЧ – исследований	88
4.2 ФМР в мультислойных пленках Fe-Ni-P/Pd	89
4.3 СВР в мультислойных пленках Fe-Ni-P/Pd	91
4.4 СВР в мультислойных пленках Co-P/Co-P	96
Выводы к главе 4	98
Глава 5 Исследование методом спин-волновой спектроскопии градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ и $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$	100
5.1 Характеристика образцов, используемых для СВЧ – исследований	101
5.2 Результаты исследований методами ФМР и СВР градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$	105
5.3 Результаты исследований методами ФМР и СВР градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$	111
Выводы к главе 5	117
Заключение	118
Список литературы	120

Актуальность темы

Одной из важнейших областей исследований физики твердого тела является изучение функциональных зависимостей волновых и колебательных процессов в магнитных материалах. Это объясняется новым этапом развития синтеза наноматериалов и их внедрения в технологии действующих производственных линий электронных устройств, биомедицине и т.п. Значительное число исследований направлено на поиск материалов с уникальными, ранее нереализуемыми, свойствами в таких областях как электроника, спинтроника, магнитоэлектроника, а также в интегрированных областях исследований (биомедицина, биофизика).

На сегодняшний день, большие перспективы в реализации новых материалов и устройств связываются с техникой и методами, использующими преимущества высокочастотных волн.

Исследованию высокочастотных свойств неоднородных магнитных материалов, в которых могут распространяться спиновые волны, как в предыдущие десятилетия [1-4, 5, 6], так и на сегодняшний день [7-15], отводится значительная роль. Интересной представляется задача о создании магнитных материалов с управляемыми свойствами, примером удачной реализации данной задачи может являться работа [16]. Управление магнитными свойствами может происходить путем создания пространственных модуляций спиновых параметров системы (параметр обмена α либо намагниченности M). Неоднородности в распределении магнитных параметров могут создаваться как искусственно (мультислойные системы), так и быть вызванными различного рода дефектами.

Уникальным свойством спиновых волн при взаимодействии с неоднородностями является отображения характера этого взаимодействия на дисперсионной кривой. На сегодняшний день установлена однозначная взаимосвязь между флуктуациями каждого параметра спиновой системы и качественно различными видами модификаций закона дисперсии [5, 6, 17-20]. Как один из интересных результатов в данном направлении можно выделить чувствительность зависимости величины обменной жесткости $\eta = \alpha \cdot M$ от длины волны, большей или меньшей характерного размера магнитной неоднородности. Этот эффект стал основой метода корреляционной спин-волновой спектроскопии (СВС) [17, 18]. При соблюдении условия попадания размера магнитной неоднородности в диапазон длин волн, возбуждаемых в СВЧ диапазоне, СВС может быть использован в качестве неразрушающего метода в изучении магнитной микроструктуры наноструктурированных магнетиков.

Экспериментальное определение константы обменного взаимодействия $A = \frac{\alpha M^2}{2} = \frac{\eta M}{2}$

– основной фундаментальной характеристики магнитных материалов – основано на определении температуры Кюри ферромагнетика методом измерения высокотемпературной кривой намагничивания $M(T)$. Однако, в неравновесных и метастабильных нанокристаллических и аморфных материалах структурные превращения начинаются при более низких температурах ($T_{\text{пр}} < T_C$), поэтому здесь используемые методы определения величина A должны быть ограничены областью низких либо комнатных температур. Используемые экспериментальные методы основаны на прямой (или косвенной) регистрации закона дисперсии спиновых волн. К ним относится метод регистрации рассеяния нейтронов ($k \sim (100 \div 1000) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$) либо фотонов ($k \sim 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$) на спиновых волнах, измерение низкотемпературной намагниченности и выделение зависимости $M(T) = M_S (1 - BT^{3/2})$ (закон Блоха $3/2$, в котором $A \sim B^{-2/3}$), прямая регистрация пиков высокочастотной восприимчивости в тонких пленках (метод спин-волнового резонанса). Последний позволяет восстановить закон дисперсии спиновых волн в волновом диапазоне $(1 \div 20) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и непосредственно измерять намагниченность и спин-волновую жесткость $\eta = 2A/M_S$ и, соответственно, вычислять величину A . Однако измеряемая величина η в неоднородных магнитных системах является эффективной характеристикой. Действительно, неоднородные магнитные системы характеризуются флуктуациями магнитных параметров. При условии описания этих флуктуаций стационарными случайными функциями, основными стохастическими характеристиками являются величины среднего $\langle \eta \rangle$, дисперсии $\Delta \eta$ и корреляционного радиуса r_i .

Основное внимание в экспериментальных работах ранее уделялось определению корреляционного радиуса и типу флуктуирующего параметра: α или M , тогда как определению среднего значения $\langle \eta \rangle$ и дисперсии $\Delta \eta$ обменной жесткости не уделялось должного внимания.

Таким образом, **актуальность темы данной работы** обусловлена необходимостью получения новых знаний и представлений о распространение спиновых волн в изотропных и анизотропных магнитных структурах, с целью искусственного синтеза систем с заданными магнитными свойствами среды. Поэтому основными задачами данной диссертационной работы является исследование спектра спиновых волн в изотропных нанокристаллических системах, с последующим формированием из них мультислойных систем с определенным размером магнитной неоднородности, а также формирование анизотропной структуры с распределением магнитных спиновых параметров, описываемых случайной функцией со стационарными приращениями [21].

Цель работы

Развитие метода спин-волновой спектроскопии путем измерения обменных колебаний в нанокристаллических пленках (на примере пленок Fe-Ni, изотропных в статистическом смысле), в мультислойных пленках (на примере Fe-Ni/Pd, анизотропных в статистическом смысле) и в слоистых пленках Co-P и Co-Ni (представляющих собой примеры реализаций случайных функций со стационарными первыми и вторыми приращениями).

Для достижения поставленной цели были определены следующие задачи:

1. Исследование причин возникновения экспериментально наблюдаемых отклонений от квадратичной зависимости дисперсионного соотношения обменных спиновых волн.
2. Синтез образцов наноструктурных материалов в виде тонких магнитных пленок Fe-Ni сплава с различными размерами магнитных неоднородностей.
3. Синтез структур с определенным видом распределения магнитного параметра по толщине пленки, и изучение связи между сформированным профилем и регистрируемой зависимостью резонансных полей от номера моды.
4. Использование метода корреляционной спин-волновой спектроскопии для регистрации спектра обменных спиновых волн и разработка методики вычисления основных стохастических характеристик.
5. Развитие метода спин-волновой спектроскопии для слоистых пленок, представляющих собой примеры реализаций случайных функций со стационарными первыми и вторыми приращениями.

Объектом исследования являются спиновые волны, распространяющиеся в изотропных и анизотропных средах, описываемых случайными стационарными полями и случайными полями со стационарными приращениями.

Предмет исследования - влияние различного типа неоднородностей в распределении магнитных параметров системы на процессы распространения спиновых волн в ферромагнитных пленках.

Методы исследования

Решение поставленных задач осуществлялось с использованием современных сертифицированных методов исследования и оборудования с применением аналитических и численных методов, отвечающих требованиям современной теоретической физики.

Исследование структурных свойств образцов (с записью и расшифровкой) проводилось на рентгеновском аппарате ДРОН-4 с использованием картотеки ICPDS-ASTM и программой DRON на ЭВМ. При исследовании материалов в пленочном состоянии применяется накопитель сигналов, информация с которого регистрируется в виде файла на ЭВМ. Магнитные параметры измерялись на стандартном ЭПА-2М спектрометре.

Положения, выносимые на защиту

1. Результаты экспериментальных исследований методами ФМР и СВР, а также методом корреляционной спин-волновой спектроскопии изотропных нанокристаллических Fe-Ni пленок.
2. Атомная и фазовая структура исследованных изотропных нанокристаллических однослойных Fe-Ni пленок.
3. Результаты экспериментальных исследований методами ФМР, СВР и методом корреляционной спин-волновой спектроскопии мультислойных нанокристаллических пленок сплавов Fe-Ni/Pd и сплавов Co-P, описываемых случайными анизотропными стационарными полями.
4. Применимость метода спин-волновой спектроскопии для регистрации модификаций в слоистых пленках дисперсионного соотношения вида $H_n \sim n$ и $H_n \sim n^{2/3}$, обусловленных распределением магнитных параметров по толщине пленки, как случайных функций со стационарными приращениями.

Достоверность научных результатов

Представленные в работе экспериментальные исследования были проведены с использованием современных и апробированных методик на высокоточных приборах и установках. Результаты, представленные в диссертации, не противоречат экспериментальным и теоретическим данным других исследователей, опубликованным в открытой печати.

Научная новизна данной диссертационной работы заключается в следующем:

1. Исследовано влияние случайно распределенных магнитных неоднородностей на процессы распространения обменных спиновых волн в ферромагнитных Fe-Ni пленках с учетом технологии синтеза. Проведен анализ зависимостей значений магнитных параметров от композиционного состава, и продемонстрированы возможности синтеза структур с заданными размерами магнитных неоднородностей с учетом корреляций между значениями критических волновых векторов и размерами самих неоднородностей.
2. Разработана технология синтеза методом химического осаждения Co-Ni и Co-P пленок с определенным видом распределения магнитного параметра.
3. Впервые в ферромагнитной пленке искусственно создан заданный профиль магнитного потенциала путем манипулирования магнитными параметрами по толщине образца, что определило модификации дисперсионного соотношения вида: $H_n \sim n$ и $H_n \sim n^{2/3}$.
4. Развита метод спин-волновой спектроскопии для регистрации спектров СВР в средах с распределением магнитных параметров, описываемых случайной функцией со стационарными первыми и вторыми приращениями.

Личный вклад автора

Непосредственно автором в представленной работе методом химического осаждения получены образцы для исследований: нанокристаллические Fe-Ni пленки, мультислойные пленки Fe-Ni сплава и Fe-Ni/Pd, и градиентные пленки Co-Ni и Co-P сплавов; выполнена их паспортизация. Автором в лаборатории физики магнитных пленок Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН проведены измерения магнитных параметров, проведен анализ всех полученных данных измерений магнитных и структурных параметров и выполнены все теоретические расчеты. Задачи экспериментальных исследований по диссертационной работе сформулированы научным руководителем. Обсуждение и интерпретация полного набора экспериментальных данных проводились совместно с научным руководителем и соавторами публикаций.

Научно-практическая значимость работы

Практическое значение полученных результатов состоит в том, они позволяют расширить представления о свойствах ферромагнитных пленочных структур. Основной областью применения полученных результатов является спинтроника и технологии производства устройств записи и считывания с магнитных носителей информации, где они могут быть использованы при проектировании магнитных кристаллов с заранее заданными свойствами. Фундаментальное научное значение имеет углубление понимания в распределении намагниченности по толщине образца и способах манипулирования видом этого распределения путем варьирования спиновых магнитных параметров системы.

Экспериментально реализована ферромагнитная система со случайным распределением магнитного параметра, которое соответствует стационарному первому и второму приращению случайной функции.

Разработана экспериментальная методика исследования магнитных параметров в неоднородных магнитных системах в виде тонких магнитных пленок Co-Ni и Co-P сплавов, которой были определены: величина градиента намагниченности и обмена, константа обменного взаимодействия.

Положения метода спин-волновой спектроскопии развиты и актуализированы для регистрации модификаций дисперсионного соотношения вида: $H_n \sim n$ и $H_n \sim n^{2/3}$.

Апробация работы и публикации

Результаты работы докладывались на следующих конференциях:

Всероссийская Байкальская конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по наноструктурным материалам, 16-22 августа 2009 г., Иркутск;

V Ставеровские чтения «Ультрадисперсные порошки, наноструктуры, материалы: получения, свойства, применения», 15-16 октября 2009 г., Красноярск;

IV Байкальская международная конференция «Магнитные материалы. Новые технологии», 21-25 сентября 2010 г., Иркутск;

XXII Международная конференция «Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах», 17-21 сентября 2012 г., Астрахань;

V Байкальская международная конференция «Магнитные материалы. Новые технологии», 21-25 сентября 2012 г., Иркутск;

XVI международный симпозиум «Упорядочение в минералах и сплавах» (ОМА-16), 12-17 сентября 2013 г., Туапсе;

Moscow International Symposium on Magnetism, 29 июня - 3 июля 2014 г., Москва;

II Всероссийская конференция «Нелинейные и резонансные явления в конденсированных средах», 27-30 октября 2014 г., Уфа.

По материалам диссертации опубликовано 12 научных работ: 2 статьи в периодических изданиях по списку ВАК (Известия РАН. Серия физическая), 1 статья в зарубежном журнале (Solid State Phenomena) и 9 работ в сборниках тезисов (трудов) международных и всероссийских научных конференций и симпозиумов.

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитируемой литературы; включает 131 страниц текста, 68 рисунков, 8 таблиц. Библиографический список содержит 154 наименований.

Во введении кратко обоснована актуальность выбранной тематики, сформулированы цели исследования и указаны задачи, решение которых необходимо для выполнения работы, показаны научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, а также приведены основные результаты, выносимые на защиту.

В первой главе представлен обзор литературных данных, рассмотрены основы теоретического описания и условия экспериментального наблюдения спин-волнового резонанса, а также наблюдаемые модификации дисперсионного соотношения для обменных спиновых волн.

Во второй главе рассмотрены используемые в работе экспериментальные методы измерений структурных и магнитных параметров: рентгеноструктурный анализ, ферромагнитный и спин-волновой резонанс, корреляционная спин-волновая спектроскопия. Описаны применяемые технологии синтеза образцов: термическое напыление и химическое осаждение.

В третьей главе содержатся результаты исследований структурных и магнитных характеристик нанокристаллических Fe-Ni пленок, полученных методами термического напыления и химического осаждения.

В четвертой главе содержатся экспериментальные результаты исследований магнитных параметров мультислойных Fe-Ni/Pd пленок, полученных методом химического осаждения

В пятой главе излагаются результаты анализа спектров СВР в пленках со сформированным заранее заданным профилем магнитного потенциала, который осуществляется путем изменения магнитных параметров по толщине образца, изготовленного в виде слоистых Co-Ni и Co-P пленок.

Диссертацию завершает **Заключение**, в котором излагаются основные результаты полученной работы.

Глава 1 Литературный обзор

1. 1 Общее описание магнитных неоднородностей в ферромагнитных пленках

На всем протяжении изучения тонких ферромагнитных пленок вопросу исследования факторов, влияющих на свойства и служебные характеристики пленок кристаллических металлов и сплавов, уделено значительное количество работ. И в этой области наиболее интересным представляется не столько роль собственно их кристаллической структуры, сколь вклад имеющихся дефектов (неоднородностей) [22, 23, 24]. Хорошо известно, что многочисленные задачи создания новых кристаллических материалов со специальными свойствами были решены на пути исследования характеристик кристаллических тел с дефектами, т.е. синтезируемыми отклонениями реальной структуры от идеальной. Эти отклонения реализуются в виде химических и структурных неоднородностей, характеризующихся целым набором пространственных масштабов - от атомных до микроскопических. Из-за этих структурных и химических неоднородностей все структурные параметры вещества и все параметры спиновой системы, такие как обмен, намагниченность, анизотропия изменяются от точки к точке. Неоднородности каждого масштаба существенно влияют на физические явления, механизм которых содержит близкий характерный масштаб.

Одним из успешных примеров реализации структур с искусственно-модулированными неоднородностями является синтез планарных многослойных металлических систем [25, 26, 27]. Эти материалы обладают уникальным набором магнитных, электрических и оптических свойств, которые могут варьироваться в широких пределах путем изменения периода модуляции. И к настоящему моменту в структурах подобного рода уже обнаружен ряд уникальных физических эффектов, таких как перпендикулярная магнитная анизотропия [28], аномальное вращение Керра [29], гигантское (ГМС) и анизотропное магнитосопротивление [30], а также были предприняты попытки их теоретического обоснования. Данное направление исследований, помимо чисто научного интереса, имеет и практическую значимость – мультислойные магнитные пленки уже нашли свое применение в современной микроэлектронике и спинтроники и область их возможного промышленного использования увеличивается с каждым годом [31, 32, 33].

Наиболее теоретическим и экспериментально законченным методом исследования неоднородностей субмикронного диапазона можно считать метод спин-волновой спектроскопии, основанный на корреляционной теории случайной функции. Информация о корреляционных функциях всех флуктуирующих параметрах спиновой системы содержится в

законе дисперсии для спиновых волн [19]. Замечательное свойство взаимодействия спиновых волн с неоднородностями состоит в том, что флуктуации каждого параметра спиновой системы приводят к качественно различному виду модификации закона дисперсии.

1.2 Спиновые волны в ферромагнитных пленках. Спин-волновой резонанс

Исследование колебательных и волновых процессов в магнитных материалах давно стало одним из важнейших направлений фундаментальной физики твердого тела [34, 35]. В последние три десятилетия физические исследования сверхвысокочастотных (СВЧ) волновых явлений в ферромагнитных пленках, а также их технические приложения для построения приборов аналоговой обработки СВЧ-сигналов привели к становлению нового научно-технического направления – спин-волновой электроники. Принцип действия спин-волновых приборов основан на явлениях возбуждения, взаимодействия, передачи и приема когерентных сверхвысокочастотных спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитных пленках и слоистых структурах на их основе. Становление и развитие спин-волновой электроники как одного из направлений СВЧ-микронэлектроники является примером очередного вклада фундаментальной физики в технику [36, 37].

Дж. Уленбек и С. Гаудсмит в 1925 году [38] предположили, что электрон обладает собственным моментом количества движения – спином, который в свою очередь прямо пропорционален магнитному моменту частицы M . Это отношение стало одним из фундаментальных положений квантовой механики, и дало основания для объяснения ферромагнетизма через учет электронного взаимодействия.

Качественно ферромагнетизм получил свое объяснение в 1928 году, когда Я.И. Френкель [39] и В. Гейзенберг [40] одновременно и независимо друг от друга объяснили его природу, то есть спонтанное упорядочение магнитных моментов в ферромагнитных веществах, связанных так называемым обменным взаимодействием. Отличие в предложенных моделях обусловило два основных подхода, которые используются в квантовой теории ферромагнетизма. Первая модель коллективизированных электронов, легла в основу предложений Френкеля, и нашла хорошее подтверждение для объяснения магнитных свойств d -металлов и их сплавов. Вторая модель – локализованных электронов, основанная на работе Гейзенберга, давала описание ферромагнетизма в металлах редкоземельной группы и их сплавах. Помимо указанных

подходов, существует еще одна промежуточная модель, разработанная Вонсовским, Шубиным и Туровым [41, 42, 43] для редкоземельных s - f -металлов.

Обменное взаимодействие, через которое объясняется ферромагнетизм во всех представленных выше подходах, является электростатическим по своей природе и связано с тем, что средняя энергия электростатического (кулоновского) взаимодействия электронов зависит от взаимной ориентации их спиновых моментов. Для ферромагнетика она минимальна при их параллельной ориентации.

Воздействие теплового движения и магнитного поля может привести только к опрокидыванию магнитных моментов электронов. Поэтому элементарными возбуждениями ферромагнетика являются перевернутые спины, размазанные по всему образцу. Как показал Блох [44] в 1930 году, эти возбуждения носят волновой характер, то есть характеризуются некоторыми волновыми векторами \mathbf{k} и ω . Такие возбуждения и были названы спиновыми волнами. Они существуют в ферромагнетике при любой температуре, меньшей температуры Кюри, и интенсивность их тем больше, чем выше температура.

При определенных условиях в ферромагнетике могут существовать когерентные спиновые волны с определенными ω и \mathbf{k} и упорядоченными фазами, например изменяющимися по закону бегущей или стоячей волны. Возбуждение подобных волн может быть осуществлено переменным магнитным полем [45]. Характерной особенностью спиновых волн в пленках является сильная зависимость их собственной частоты, фазовой и групповой скорости от величины и направления постоянного поля подмагничивания, магнитных характеристик материала, геометрических размеров волноведущих структур, состояния их поверхности и др. Эти зависимости отражаются дисперсионным уравнением, описывающим спектр спиновых волн.

Закон дисперсии, выраженный через зависимость ω от \mathbf{k} , является важнейшей характеристикой любых волн. Нахождение этого закона для спиновых волн возможно либо при использовании макроскопического подхода, либо микроскопического (квантовомеханический). При использовании первого пути спиновые волны трактуются как волны намагниченности в непрерывной среде с постоянной намагниченностью \mathbf{M}_0 . Решение уравнений Максвелла ищется с учетом уравнения движения намагниченности, которое впервые было записано в 1935 году Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем [46] и имеет вид

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \mathbf{R}, \quad (1.1)$$

где γ - магнитомеханическое отношение,

\mathbf{R} – диссипативный член, учитывающий потери энергии,

H_{eff} - включает в себя внешнее поле, размагничивающее поле и все эффективные поля (поле объемной анизотропии, эффективное поле, учитывающее диссипацию), не зависящие или слабо зависящие от координат.

Дисперсионное соотношение, получаемое в результате решения для спектра незатухающих спиновых волн [47], будет иметь вид

$$\omega^2 = (\omega_H + \eta k^2)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M \sin^2 \theta_k), \quad (1.2)$$

где $\omega_H = \gamma H_{i0} = \gamma(H_0 - 4\pi M_0)$, $\omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_0$;

H_{i0} - внутреннее постоянное поле;

H_0 - внешнее постоянное поле, намагничивающее до насыщения изотропный ферромагнетик;

$\eta = \gamma q M_0$ - константа обменной жесткости;

q - скаляр тензора неоднородного обменного взаимодействия;

θ_k - угол между направлением распространения спиновой волны (то есть вектором \mathbf{k}) и постоянной намагниченностью \mathbf{M}_0 .

При $\theta_k = 0$, т.е. для спиновых волн, распространяющихся в направлении постоянного намагничивания, (1.2) переходит в

$$\omega = \omega_H + \eta k^2. \quad (1.3)$$

Приведенные выше выражения описывают распространение плоских спиновых волн в неограниченных однородных средах. Собственные колебания намагниченности, в этом случае, описываются для бегущей спиновой волны выражением [47]

$$\mathbf{m}_k(\mathbf{r}) = \mathbf{m} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (1.4)$$

Экспериментально же приходится иметь дело с телами конечных размеров, граничащими с другими. Решение задачи распространения спиновых волн в ограниченных телах в виде тонких пленок требует учета зависимости параметров среды от волнового вектора, которая обусловлена неоднородным обменным взаимодействием, а также от граничных условий. Тогда собственные функции намагниченности спиновых волн не будут являться плоскими волнами (1.4), и учет неоднородного обменного взаимодействия приведет к появлению в уравнениях движения производных от намагниченности по координате. Электродинамические граничные условия должны быть дополнены теперь некоторыми условиями, накладываемыми на намагниченность на границе раздела. В случае слабой поверхностной анизотропии и коротких спиновых волн, рассмотренном Аментом и Радо [48], граничное условие существования спиновых волн представлено выражением

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} = 0. \quad (1.5)$$

Второй возможный предельный случай, рассмотренный Киттелем [45], при наличии сильной поверхностной анизотропии, описывается граничным условием вида

$$\mathbf{m} = 0. \quad (1.6)$$

Экспериментальному исследованию стоячих спиновых волн в тонких ферромагнитных пленках, в последующие годы, было посвящено значительное количество работ (см. например [49, 50, 51]). В этом случае в ферромагнитной пленке резонансные частоты зависят от номера моды колебаний n ($k = n\pi/d$) по квадратичному закону. По такому же закону зависят от n и резонансные поля при $\omega = \text{const}$. Интерес к этому явлению обусловлен в значительной степени тем, что оно является, пожалуй, наиболее прямым доказательством реальности существования спиновых волн и дает возможность, в принципе, очень просто измерять основную характеристику спектра спиновых волн – константу неоднородного обменного взаимодействия.

Возможность возникновения в тонких магнитных пленках стоячих обменных спиновых волн, описываемых квадратичным законом, впервые была теоретически предсказана Ч. Киттелем в 1958 [45] и, в том же году, экспериментально подтверждена Сиви и Танненвальдом на образце пленки пермаллоя толщиной 560 нм. Согласно их исследованиям, позиции резонансных полей H_n определяются выражением

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_{eff} - \eta k_n^2, \quad (1.7)$$

где M_{eff} - эффективная намагниченность;

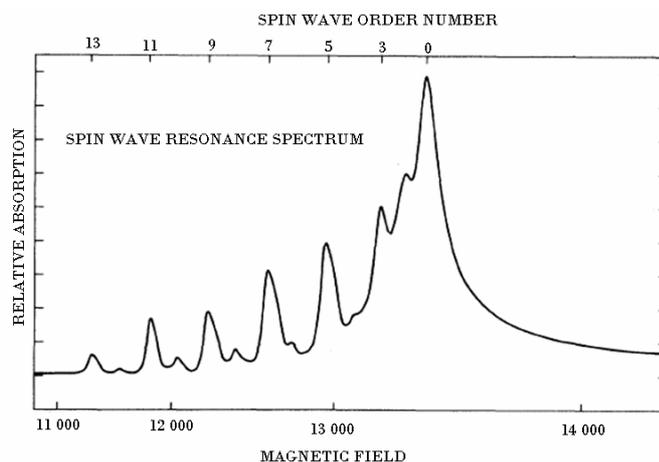
$$\eta = \frac{2A}{M_0} \text{ - константа обменной жесткости;}$$

$$k = n \frac{\pi}{d} \text{ - волновой вектор;}$$

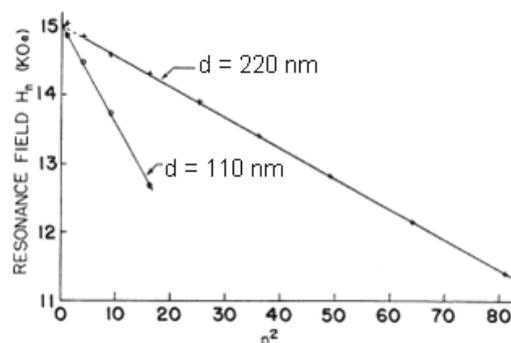
n – номер моды, принимает значения 1,3,5, ...;

d – толщина пленочного образца.

Вид наблюдаемого спектра авторами работы [52] представлен на рисунке 1.1 а, и здесь же (рисунок 1.1 б) распределение положений резонансных полей от номера моды из работы [50] в согласии с выражением 1.7.



a)



б)

Рисунок 1.1 – Спектр СВР (а) в Ni-Fe пленке (из работы [52]) и (б) дисперсионный закон для спиновых волн – зависимость резонансного поля от квадрата номера моды [50]

В модели Киттеля [45] магнитная неоднородность, благодаря которой возбуждается спектр собственных колебаний магнитного момента однородным высокочастотным полем, вынесена в граничные условия на поверхности пленки. В последующих работах, например [53, 54], теория Киттеля уточнялась введением более общих граничных условий, однако при этом авторы ограничивались исследованием спектра при симметричных, относительно центра пленки, граничных условиях. В этом случае спектр СВР представлен набором дискретных пиков, соответствующих возбуждению спин-волновых мод с нечетным числом полуволен ($n = 1, 3, 5, \dots$).

Оценку выполнения того или иного типа граничных условий (симметричных или антисимметричных) проводят по соотношению параметра поверхностного закрепления β на различных поверхностях пленки (β^+ и β^-), который определяется выражением

$$\beta = \frac{K_S}{A}, \quad (1.8)$$

где A - константа обменного взаимодействия, связанная с $\eta = 2A/M_S$;

K_S - константа одноосной поверхностной анизотропии.

Случай $\beta > 0$ соответствует анизотропии типа легкая ось, а $\beta < 0$ - анизотропии типа легкая плоскость. Симметричным граничным условиям соответствует равенство $\beta^+ = \beta^-$.

Реализация закрепления поверхностных спинов полем анизотропии типа легкая плоскость ($\beta < 0$) приводит к появлению в спектре поверхностной моды с $k^2 < 0$, которой соответствует колебание намагниченности, затухающее по толщине. В толстых пленках с симметричными граничными условиями, для которых $d > 1/|\beta|$ и $\beta < 0$ в спектре СВР будут присутствовать две поверхностные моды.

В работах Хлебопроста и др. [55-57] была поставлена и решена задача искусственного формирования заданных граничных условий на поверхности образца путем нанесения тонких ферромагнитных слоев с отличающейся намагниченностью. На данных структурах удалось формирование антисимметричных граничных условий: $\beta^+ = -\beta^- = \beta$. Изучение спектров СВР при данном типе закрепления позволило сделать вывод о том, что величина константы закрепления поверхностных спинов не влияет на связь между волновым вектором и номером спин-волновой моды. В спектре СВР возбуждались поверхностная мода с $k = i\beta$ и объемные тригонометрические моды с $k = n(\pi/d)$, $n = 1, 3, 5 \dots$, что совпадает с киттелевским спектром.

Появление четных моды ($n = 2, 4, 6 \dots$) малой интенсивности становится возможным при отклонении от симметричных (антисимметричных) граничных условий.

Волновые вектора k стоячих спиновых волн при произвольных параметрах закрепления намагниченности на нижней и верхней поверхностях пленки β_1^S и β_2^S определяются уравнениями, полученными из обменных граничных условий [58]

$$tg(kL) = \frac{(\beta_1^S + \beta_2^S)k}{k^2 - \beta_1^S \beta_2^S}, \text{ если } k \text{ реально и} \quad (1.9)$$

$$th(k_S L) = \frac{-(\beta_1^S + \beta_2^S)k_S}{k_S^2 + \beta_1^S \beta_2^S}, \text{ если } k = ik_S \text{ мнимо,} \quad (1.10)$$

В работе [56] исследование граничных условий проводилось на пленках Fe-Ni сплава, для которых наблюдалось соблюдение квадратичного, киттелевского дисперсионного соотношения, и на пленках Co-P сплава, для которых наблюдались отклонения от квадратичного закона, что стало предпосылкой к более детальному исследованию причин, вызывающих смещение положений резонансных полей.

1.3 Модификации дисперсионного соотношения

Отклонения от квадратичного закона дисперсии $H_n(n)$ для различных магнитных структур регистрировались еще при первых наблюдениях спин-волнового резонанса. Одной из первых теоретических попыток объяснить подобные зависимости стала работа А.М. Портиса в 1963 году [59]. В ней он предположил, что объемная намагниченность является неоднородной внутри пленки и задается параболическим законом от центра пленки к краям

$$M = M_0 \left(1 - \frac{4\varepsilon z^2}{d^2} \right), \quad (1.11)$$

где $\varepsilon = \frac{M_{(0)} - M_{(d/2)}}{M_{(0)}}$ - коэффициент, учитывающий степень неоднородности;

$M_{(0)}$ и $M_{(d/2)}$ - намагниченности в центре и на поверхности пленки, соответственно;

z - координата, вдоль которой выполняется неоднородное распределение магнитного параметра.

Получить закон дисперсии спиновых волн в этой ситуации можно из аналогии уравнения для намагниченности с уравнением Шредингера, впервые введенной Шлёманном [60, 61]. Согласно этой аналогии, внешнее поле H_0 эквивалентно потенциальной энергии частицы U . В этом приближении дифференциальное уравнение, задающее спин-волновые волны, принимает легко узнаваемый вид волнового уравнения для гармонического осциллятора

$$\frac{\partial^2 M^+}{\partial z^2} + \eta^2 M^+ = 0, \quad (1.12)$$

где

$$\eta^2 = \left(\frac{\omega}{\gamma} - H + 4\pi M - \Lambda \frac{\partial^2 M}{\partial z^2} \right) / \Lambda M. \quad (1.13)$$

При этом $\Lambda = \frac{2A}{M_0^2}$.

В общем случае нормированные собственные функции имеют вид [62]

$$M^+ = \left(\frac{1}{2^n \cdot n!} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\alpha \cdot z^2}{2}} H_n(\sqrt{\alpha} \cdot z), \quad (1.14)$$

где $H_n(\sqrt{\alpha} \cdot z)$ - полиномы Эрмита,

α и λ - коэффициенты, определенные комбинации которых будут приводить к физическим решениям уравнения (1.12) и определяемые как

$$\alpha^2 = \frac{4\varepsilon}{d^2} \left(\frac{4\pi}{\Lambda} - \lambda \right), \quad (1.15)$$

и

$$\lambda = \frac{H_0 - H}{\Lambda M_0}. \quad (1.16)$$

Как видно из уравнения (1.14), собственные колебания намагниченности в образце с таким распределением $M(z)$ отличаются от синусоидальных стоячих волн описываемых выражением вида

$$m_{n+} = A \cos k_n z + B \sin k_n z. \quad (1.17)$$

При параболическом распределении намагниченности для достаточно малых n , предсказывалась линейная зависимость положений резонансных полей от номера моды

$$H_0 - H = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{4M_0}{d} \sqrt{4\pi\varepsilon\Lambda}. \quad (1.18)$$

Интервал значений номеров мод, для которого соблюдается линейное следование значений резонансного поля, определяется соотношением, введенным Вигеном и коллегами [63]

$$H_0 - H_n < 4\pi M(0) - 4\pi M\left(\frac{1}{2}d\right), \quad (1.19)$$

где левая часть неравенства эквивалента внешнему полю, а правая внутреннему. Для больших значений номера моды n , спектр становился киттелевским (квадратичным), что связывалось с изменением соотношения между внешним и внутренним полем.

Полученные соотношения А. Портис применял для описания экспериментально зафиксированных спектров СВР на образцах тонких пленок пермоллоя, приготовленных С.Ф. Кооi и коллегами [64]. Линейная зависимость положений резонансных полей от номера моды была справедлива для первых двух мод, положения последующих 2-х мод точнее описывались квадратичной зависимостью.

В последующие годы, отклонения позиций первых мод от квадратичного закона продолжали наблюдаться на самых разнообразных магнитных материалах. Причины, вызывающие эти отклонения, так же широко обсуждались. Так Е. Шлёманн [65] предполагал не параболическое, а линейное изменение намагниченности по толщине образца.

Освоение в конце 60-х – начале 70-х годов технологии выращивания высококачественных монокристаллических пленок с малыми магнитными потерями (в частности, пленок ЖИГ) положило начало новому этапу в изучении и применении спиновых волн, и новым вариантам закона дисперсии. В 1977 году В. Ноекстра с коллегами [66]

представил результаты исследования методом спин-волнового резонанса неоднородной пленки граната, толщиной примерно 5 мкм. Для описания полученных зависимостей, вводилось линейное изменение поля анизотропии по координате z , что в рамках аналогии с волновым уравнением Шредингера предполагает линейное изменение потенциала, т.е. линейные изменения некоего эффективного внутреннего поля. Решения волнового уравнения в этом случае представляют собой функции Эйри [62], а предельные позиции резонансных полей описываются уравнением вида

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} - \frac{2A}{M} \left[\frac{3\pi}{2} \left(n + \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} l^{-2}. \quad (1.20)$$

Параметр l имеет размерность длины и является характеристической длиной, которая зависит от соотношения обмена и градиента анизотропии. Согласие экспериментальных данных, получаемых в работе [66], с предлагаемой моделью вида (1.20) демонстрируются рисунком 1.2.

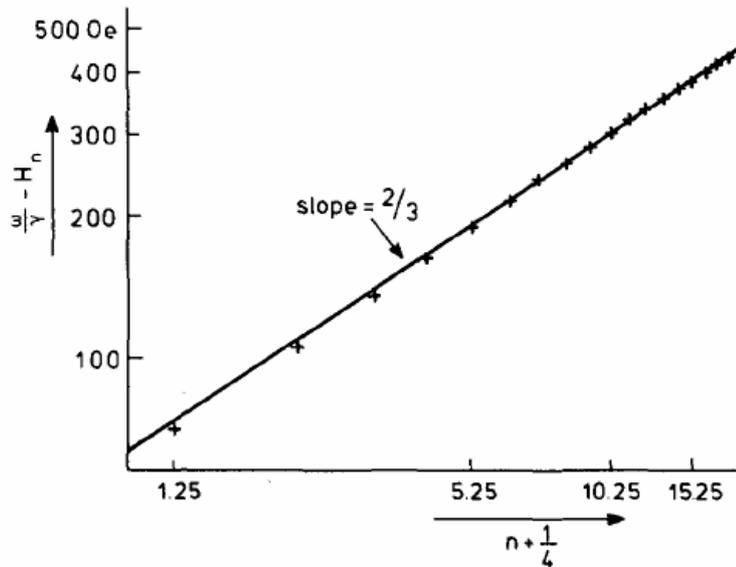


Рисунок 1.2 – График из работы [66] в двойном логарифмическом масштабе положений моды от $(n+1/4)$, где n номер моды ($n=0,1,2,\dots$). Для мод высшего порядка $(\frac{\omega}{\gamma} - H_n)$

пропорционально $(n + 1/4)^{2/3}$

Подобное соотношение между положением резонансных полей СВР и номером моды, в последнее десятилетие XXI века, фиксировалось также и для таких новых материалов как разбавленные магнитные полупроводники. Авторы работ [7, 67] исследовали тонкие пленки $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, выращенные методом молекулярно лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Наблюдаемые ими спектры спин-волнового резонанса хорошо описываются выражением (1.20), что демонстрирует рисунок 1.3, причем в качестве причины подобной

зависимости $H_n(n)$ авторы также рассматривают линейные изменения одноосной магнитной анизотропии по толщине пленки.

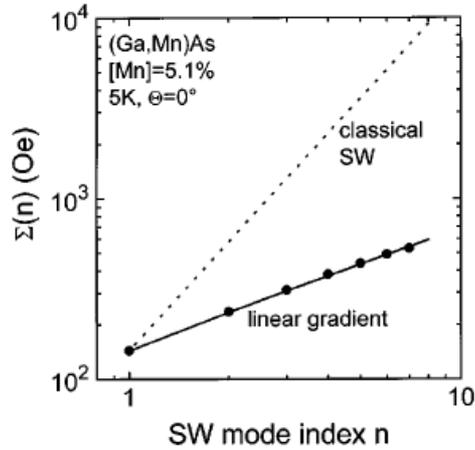


Рисунок 1.3 – Интервал СВР мод $\Sigma(n) = H_{ext,0} - H_{ext,n}$ между резонансным полем $H_{ext,n}$ n -ой спин-волновой моды и общей модой $H_{ext,0}$ как функция номера моды n . Для классических спиновых волн ожидается, что $\Sigma(n) \propto n^2$ (пунктирная линия), в то время как при линейном изменении магнитных свойств по толщине образца $\Sigma(n) \propto \left(n + \frac{1}{4}\right)^{2/3}$ (сплошная линия) регистрируются [67]

Группа Р.Б. Моргунова [8, 68, 69] использовала иной полупроводник в синтезируемых структурах и исследовала тонкие пленки $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$, изготовленные методом ионной имплантации ионов Mn^{2+} в пластины монокристаллического Ge. Полученные ими значения константы обменной жесткости и обменного интеграла из анализа спектров СВР (смотри рисунок 1.4), описываемых выражением (1.20), хорошо согласуются с данными работ [7, 67]. Сложность использования подобных структур для создания материалов с наперед заданными свойствами объясняется случайным характером распределения магнитных концентраций ионов в образце. Так авторы работ [8, 68, 69] исходили, при описании спектров, из гауссова распределения намагниченности по сечению неоднородной пленки.

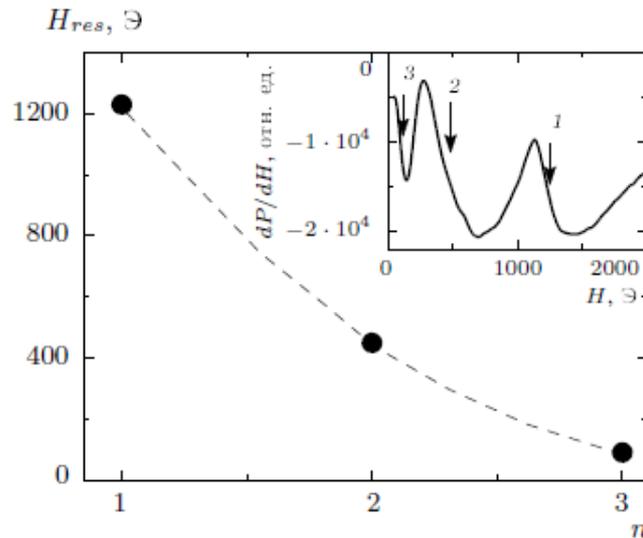


Рисунок 1.4 – Зависимость резонансного поля H_{res} от номера пика n в пленке Ge:Mn 4% при $T = 5$ К. Штриховая линия – аппроксимация, описанная в тексте работы [68]. На вставке показаны положения резонансных пиков при $T = 5$ К. Магнитное поле перпендикулярно пленке

Неоднозначность в трактовке причин, вызывающих различные модификации закона дисперсии, и вида зависимости $H_n(n)$ демонстрируется разногласием в регистрируемых данных для одного и того же класса материалов. Группой J.K. Furdyna и X. Liu [9, 10, 70, 71] методом спин-волнового резонанса исследовались материалы аналогичные образцам Т.В. Goennenwien [7, 67], и полученный закон дисперсии описывается для их структур линейной зависимостью $H_n \sim n$ (1.18) (смотри рисунок 1.5). Широкая дискуссия, развернутая между ними, затрагивала и граничные условия (отсутствие или наличие закрепления на границах), и механизм, который приводит к неоднородности магнитного параметра (линейное распределение одноосной анизотропии или профиль распределения концентрации дырок в магнитном полупроводнике).

Модификация дисперсионного соотношения $\omega(k)$, в последнее десятилетие, зафиксирована также для наногранулированных магнитных композитов [11, 12, 72], рисунок 1.6. Линейный дисперсионный закон для СВР мод комментировался авторами с позиции сильной зависимости дисперсионного соотношения от граничных условий и структуры образца, а также возможных флуктуациях магнитных параметров системы по толщине образца, которые в гранулированных композитах сильно отличаются от подобных в тонких пленках.

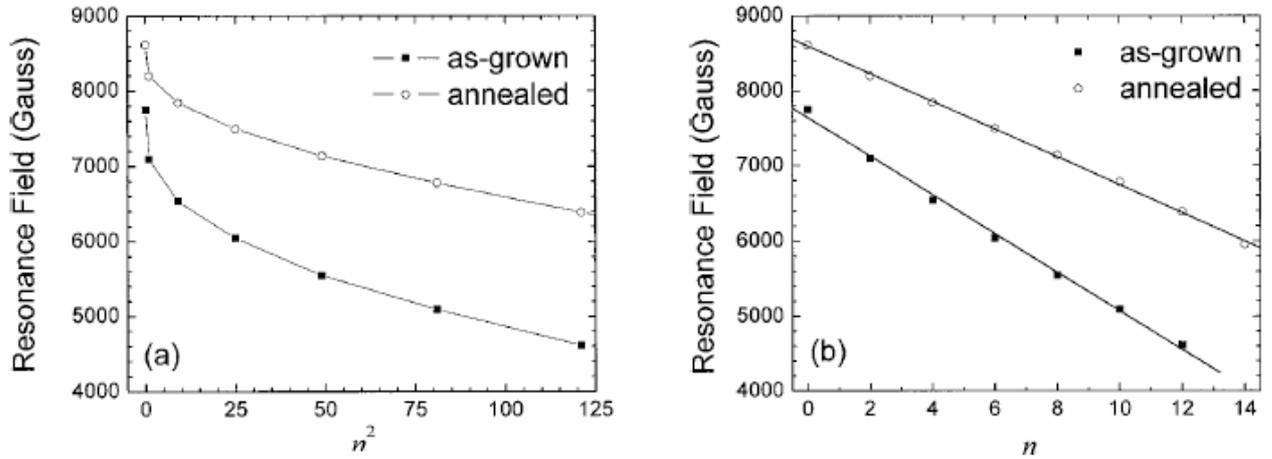


Рисунок 1.5 – а) График позиций СВР мод как функция от n^2 и б) как функция от n для образца GaMnAs с толщиной 150 нм непосредственно после выращивания и после отжига (где n – номер моды)

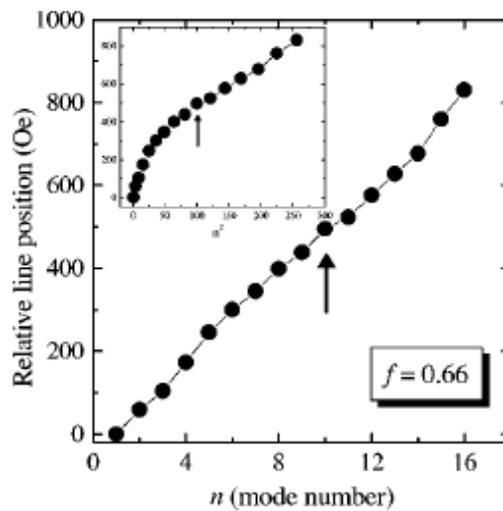


Рисунок 1.6 – Дополнительное резонансное поглощение, связываемое со стоячими спиновыми модами, наблюдаемыми для H , приложенного перпендикулярно к плоскости пленки. Позиции линии нанесены относительно первой моды. Данные X-диапазона (частота 9,4 ГГц) представлены для гранулированных пленок Fe-SiO₂ с объемной фракцией Fe $f = 0,66$. Вставка показывает график для этих же образцов как функцию от n^2 . Переход от линейной к параболической зависимости происходит примерно при $n \sim 10$ [11]

Следует также отметить модификации киттельевского дисперсионного соотношения, связанные с формированием квазизон Бриллюэна в периодических структурах (фотонные и магнонные кристаллы), представляющих собой мультислойные пленки, изготовленные из чередующихся слоев двух материалов с разными параметрами. Края этих зон определяются

волновым вектором $k_b = mq/2$, где m – номер зоны, $q = 2\pi/(d_1 + d_2)$ – вектор обратной решетки, $d_1 + d_2$ – период одномерной модуляции. Подбор определенных значений k_b приводит к возникновению на графике функции $\varepsilon(k)$ щели (запрещенной зоны $\Delta\varepsilon_m$). Ширина запрещенной зоны определяется разницей физических параметров соседних слоев. В работе [13, 73] методом спин-волнового резонанса был исследован дисперсионный закон обменных спиновых волн в мультислойных пленках $[Ni_{1-x}Fe_x(18\text{ нм})/Ni_{1-x}Fe_x(18\text{ нм})]_5$, и обнаружена энергетическая щель $\Delta\varepsilon_1$ при $k_5 = 5\pi/L = 5\pi/5(d_1 + d_2) = \pi/(d_1 + d_2) = k_b$, где L – толщина всей пленки. Спектр СВР одной из исследуемых пленок, представленный на рисунке 1.7, демонстрировал формирование дублета при $n = 5$, который представляет собой пики поглощений краев запрещенной зоны спектра обменных спиновых волн, описываемого модами: $n = 1, 2, 3, 4, 5, 5, 6, 7$. Отжиг пленок $[Ni_{1-x}Fe_x(18\text{ нм})/Ni_{1-x}Fe_x(18\text{ нм})]_5$, выполненный в рамках работы [13], приводил к последовательной трансформации спектра СВР: 100°C – существенное уменьшение величины щели с усилением асимметрии «краевых» пиков поглощений; 200°C – исчезает дублет (восстанавливается полевой диапазон), появляются четные пики и фиксируется модификация спектра спиновых волн вида [15, 74]; 300°C – спектр СВР описывается дисперсионным законом $\omega(k^2)$.

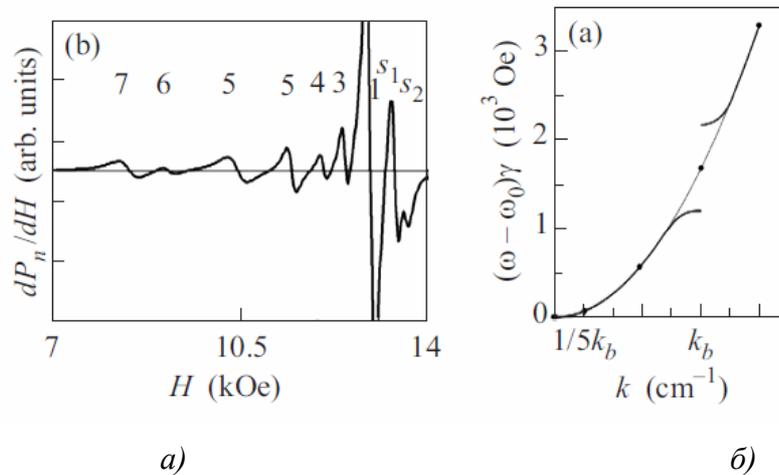


Рисунок 1.7 – а) Спектр СВР мультислойной пленки $[Ni_{65}Fe_{35}(18\text{ нм})/Ni_{60}Fe_{40}(18\text{ нм})]_5$.
 б) Схематическое представление дисперсионного закона обменных спиновых волн в мультислойной пленке (сплошная линия) толщиной $L = 5(d_1 + d_2)$ и $k_b = 0,872 \cdot 10^6\text{ см}^{-1}$ [13]

Модификация спектра, обусловленная образованием первой, второй и третьей квазизон Бриллюэна, обнаружена в одномерных магнетонных кристаллах, полученных в виде мультислойных структур $[Co_{98}P_2(30\text{ нм})/Co_{95}P_5(20\text{ нм})]_5$ и $[Co_{98}P_2(40\text{ нм})/Co_{95}P_5(50\text{ нм})]_4$ [14, 75]. Спектры СВР для указанных выше пленочных образцов, а также зависимость величины

эффективной спин-волновой жесткости от номера моды спектров СВР представлены на рисунках 1.8-1.10.

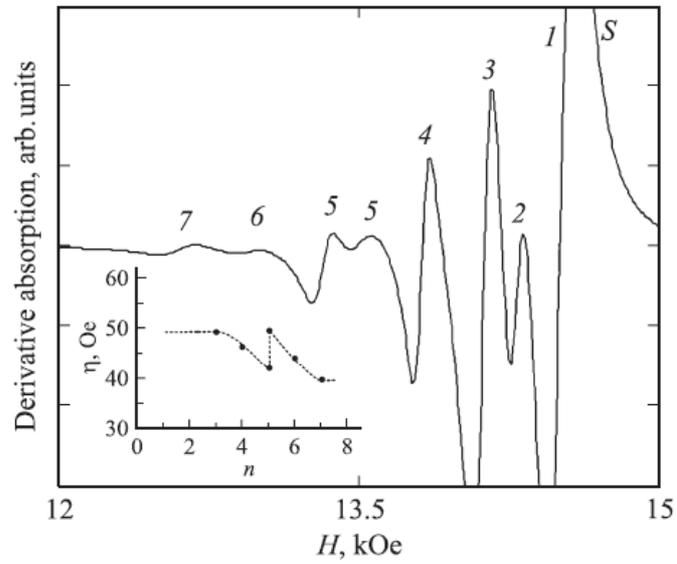


Рисунок 1.8 – Спектр СВР мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2(30 \text{ нм})/\text{Co}_{95}\text{P}_5(20 \text{ нм})]_5$. На вставке приведена зависимость величины эффективной спин-волновой жесткости η от номера моды n в спектре СВР [14]

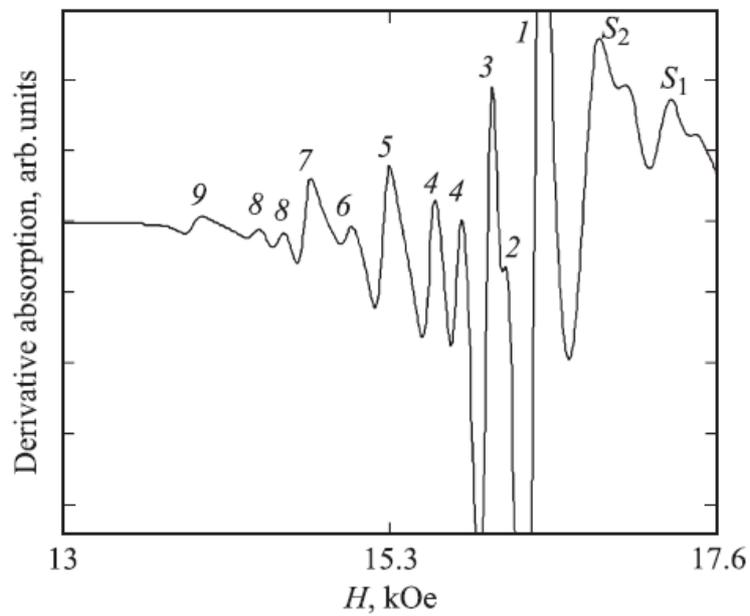


Рисунок 1.9 - Спектр СВР мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2(40 \text{ нм})/\text{Co}_{95}\text{P}_5(50 \text{ нм})]_4$

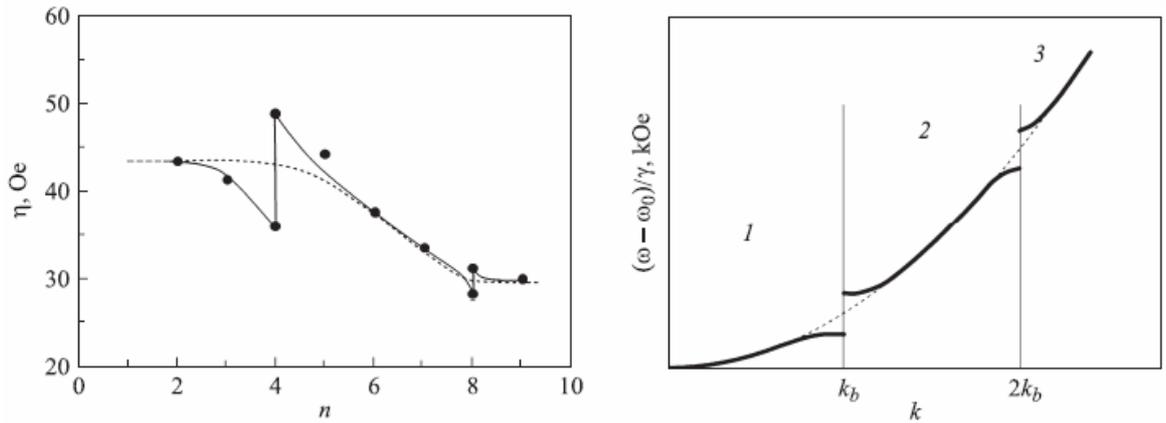


Рисунок 1.10 – а) Зависимость величины эффективной спин-волновой жесткости от номера моды спектра СВР пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2(40\text{ нм})/\text{Co}_{95}\text{P}_5(50\text{ нм})]_4$; б) дисперсионный закон спиновых волн в мультислойной структуре (схематично) [14]

Рассмотренные выше различные выражения дисперсионного соотношения свидетельствуют о возможности влияния на магнитные параметры системы с целью получения наперед заданного закона дисперсии, который является своеобразным «ключом» к расчетам как рабочих характеристик самих спиновых волн, так и спин-волновых приборов [36].

1.3.1 Спин-волновая спектроскопия, как метод определения магнитных неоднородностей

На сегодняшний день существует метод пригодный для регистрации магнитных неоднородностей в пленке и оценки характера изменений в магнитной структуре – спин-волновая спектроскопия. Теоретическое обоснование и экспериментальное подтверждение данного метода было осуществлено в конце 70-ых, начале 80-ых годов циклом работ Игнатченко, Исакова и др. [5, 17-20, 76]. Игнатченко и Исаков показали, что флуктуации магнитных параметров приводят к специфическим, характерным для данного спинового параметра – обмена α , намагниченности M и анизотропии β – модификациям дисперсионного закона для спиновых волн $\omega(k^2)$. По типу модификации, по ее особым точкам (координаты излома, перегиба и т.д.) в спектре $\omega(k^2)$ экспериментатор может судить о характере флуктуаций (типе главного флуктуирующего параметра), радиусе корреляции флуктуаций и

амплитуде (среднеквадратичном отклонении Δ) флуктуаций параметров спиновой системы неупорядоченного (аморфного) ферромагнетика.

В работе [17] показано, что дисперсионный закон для спиновых волн в среде, описываемой гамильтонианом вида

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \alpha (\nabla \vec{M})^2 - \frac{1}{2} \beta (\vec{M} \vec{l})^2 - \vec{H} \vec{M}, \quad (1.21)$$

где α - константа обмена,

β - константа неоднородной анизотропии,

$\vec{l} = \vec{l}(\vec{r})$ - орт легкой оси, имеющий различное направление в различных кристаллитах;

имеет следующий вид

$$\omega = \omega_0 + \alpha \gamma M k^2 \left[1 - \Delta_i^2 J_i(k) \right], \quad (1.22)$$

где $J_i(k)$ - функция πk , меняющаяся в диапазоне от $\frac{1}{3}$ до $\frac{5}{4}$, $\omega_0 = \gamma H$.

Таким образом, влияние флуктуаций проявляется в отклонениях – «модификациях» - дисперсионного закона для спиновых волн в идеальном кристаллическом ферромагнетике. Конкретный вид функции $J_i(k)$ обуславливается типом флуктуирующего параметра. В работе [18] рассчитывалась функциональная зависимость J от волнового вектора k в диапазонах $k \ll k_c$, $k \sim k_c$, $k \gg k_c$ для гауссовских неоднородностей обмена α и намагниченности M . Эта функциональная зависимость представлена на рисунке 1.11.

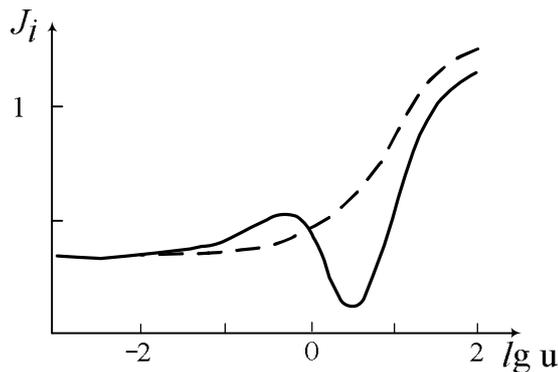


Рисунок 1.11 – Теоретическая зависимость функции $J_\alpha(u)$ (штриховая линия) и $J_m(u)$ (сплошная линия) от нормированного квадрата волнового числа $u = (k/k_i)^2$. Для наглядности на оси абсцисс отложен $\lg(u)$

Асимптотические оценки формулы (1.22) показывают, что флуктуации обменной постоянной α вызывают изгиб дисперсионного закона в окрестности некоторого $k_{u\alpha}$ - здесь

тангенс кривой $\omega(k^2)$ меняется с большего на меньший (рисунок 1.12 а). Флуктуации магнитного момента M приводят сначала к изменению тангенса $\omega(k^2)$ с меньшего на больший, а затем – с большего на меньший, т.е. к своеобразному «перегибу» дисперсионной кривой (в области волновых векторов $k \sim k_{um}$) (рисунок 1.12 б).

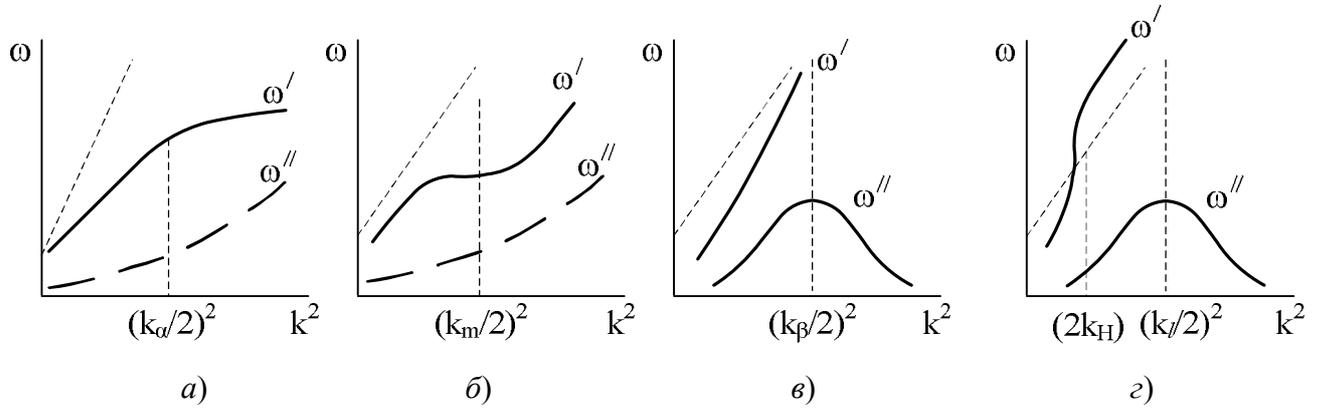


Рисунок 1.12 – Модифицированные дисперсионные соотношения для спиновых волн $\omega(k^2)$ для четырех моделей аморфного ферромагнетика, в каждой из которых преобладают флуктуации одного из четырех параметров спиновой системы: а) $\alpha(\vec{r})$, б) $M(\vec{r})$, в) $\beta(\vec{r})$, г) $l(\vec{r})$. Штриховая прямая – дисперсионный закон для идеального кристалла, $\omega''(k^2)$ описывает модификацию затухания [17]

Экспериментальным подтверждением применимости данной теории стали работы, в которых методом спин-волнового резонанса наблюдались модификации дисперсионного соотношения, обусловленные флуктуациями обмена в аморфном сплаве Co-P [5] и флуктуациями модуля намагниченности в сплавах Co-Ni-P и сплавах Fe-Zr [77]. На рисунке 1.13 приведены экспериментальные дисперсионные кривые в координатах $\{H_1 - H_n, n^2\}$, полученные в работах [5, 6, 77] методом СВР, для пленок аморфного сплава Co-P (9 ат.% P), отличающихся толщиной; для пленок сплава Fe-Ni-P (с 20 ат.% P) и для пленок Fe-B с 54 ат. % Fe. Ось ординат выбрана так, что точка 0 соответствует первой резонансной моде. В этой системе координат вид зависимости резонансных полей H от n^2 качественно подобен виду дисперсионной кривой $\omega(k^2)$. Видно, что отличительной чертой дисперсионного соотношения для аморфного Co-P сплава является характерный излом дисперсионной кривой при некотором n_c . На обоих участках (до и после излома) дисперсионный закон квадратичен по k , однако с различным тангенсом наклона. Значения обменной константы, определяемые по длинноволновому участку дисперсионной кривой, дают одну и ту же величину для всех трех

кривых, а изломы дисперсионных кривых наблюдаются при одном и том же значении волнового вектора.

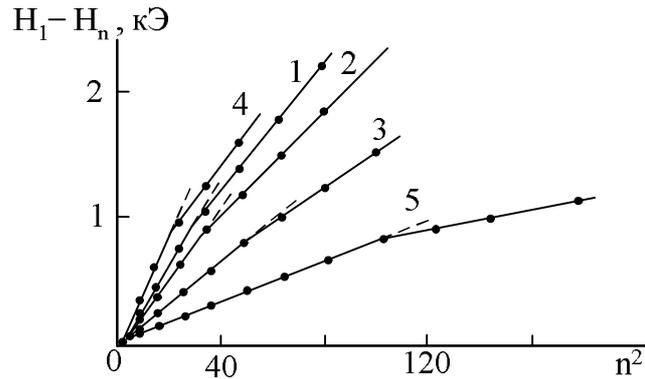


Рисунок 1.13 – Зависимость разности резонансных полей $H_1 - H_n$ от квадрата номера моды (n^2). Кривые 1, 2, 3 соответствуют пленкам аморфного сплава $Co_{91}P_9$ разной толщины: 2700 Å, 3250 Å, 3800 Å, соответственно [5]. Кривая 4 характеризует пленку сплава Fe-Ni-P толщиной 2000 Å [77], 5 – пленка сплава Fe-B толщиной 4200 Å [6]

На рисунке 1.14 приведены экспериментальные дисперсионные кривые в координатах $\{H_1 - H_n, n^2\}$ для пленок сплава $(Co_{82}Ni_{18})_{94}P_6$, отличающихся толщиной [77]. Как видно из рисунка 1.13, наблюдаемая модификация состоит в следующем: в длинноволновой части спектра СВР дисперсионная кривая $\delta H_{1n}(n^2)$ (соответственно и $\omega(k^2)$) имеет излом, при котором константа обменной жесткости $\eta = \alpha \cdot M$ меняется на меньшее значение, так что $\eta_1 > \eta_2$ («обменный излом»); он характеризуется волновым числом $k_{и\alpha} \sim 5,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ для обеих пленок. Далее, в области больших волновых векторов k происходит еще одно изменение величины η - излом в противоположную сторону, при котором η меняется с меньшей величины на большую ($\eta_2 < \eta_3$). Этот излом авторы [77] назвали «изломом по намагниченности». Он характеризуется для исследовавшихся сплавов волновым числом $k_{um} \sim 9,6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Излом «по намагниченности» оказался критичным по концентрации никеля. При концентрации Ni меньшей некоторой X_c спектр СВР содержал только «обменный» излом, а при больших концентрациях регистрировались оба излома вместе. Это является убедительным доказательством того, что эффект, названный в работе [77] «изломом по намагниченности», действительно обусловлен флуктуациями магнитного момента в сплаве Co-Ni-P, вызванными неоднородностями распределения никеля в сплаве. «Обменный излом» оказался зависящим только от концентрации металлоида, как это уже наблюдалось для

бинарного сплава Co-P, где с ростом концентрации фосфора координата излома смещалась в коротковолновую область спектра.

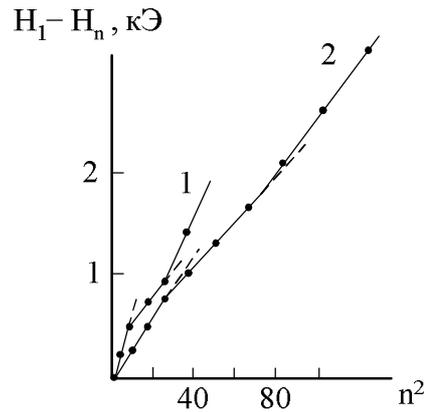


Рисунок 1.14 – Зависимость разности резонансных полей $H_1 - H_n$ от n^2 для двух пленок сплава $(Co_{82}Ni_{18})_{94}P_6$ разных толщин. Кривая 1 – толщина 1600 Å, кривая 2 - 3000 Å [77]

Выполненные авторами работы [17] качественные оценки отклонений в положении резонансных полей позволили по виду модификации дисперсионного закона определить тип флуктуирующего параметра. Также в данной работе показано, что величина волнового вектора k_{um} , k_{ua} определяется характерным размером области коррелированности флуктуаций магнитных параметров r_i - радиусом корреляции $k_{ui} = 1/r_i$. Амплитуда эффекта модификации, очевидно, обуславливается величиной среднеквадратичного отклонения флуктуаций $(\Delta_i^2 = (\Delta i / i)^2)$.

Таким образом, метод спин-волновой спектроскопии, предложенный Игнатченко и Исхаковым, включает в себя определение типа флуктуирующего параметра спиновой системы (по характеру модификации дисперсионного закона для спиновых волн), измерение корреляционного радиуса флуктуаций $r_c \sim 1/k_{ui}$ и величины среднеквадратичного отклонения флуктуаций - γ_i .

Наблюдение модификаций дисперсионного соотношения возможно различными методами: Бриллюэновское рассеивание света [78], рассеивание нейтронов [79] и демонстрируемым нами методом спин-волнового резонанса. Выбор конкретной экспериментальной методики определяется требованием, чтобы искомый (неизвестный заранее) волновой вектор k_{ui} модификации лежал внутри экспериментально доступного диапазона волновых векторов, т.е.

$$k_{\min} < k_{ui} < k_{\max} .$$

Методу спин-волновой спектроскопии соответствуют значение волнового вектора k порядка $10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$.

Несмотря на хорошо развитую теорию спин-волнового резонанса, начиная с момента его экспериментального подтверждения, и последующего его широкого использования как мощного инструмента для определения магнитокристаллической анизотропии в монокристаллических пленках, констант обменной жесткости и обменного взаимодействия, по настоящее время в некоторых случаях прямолинейная трактовка результатов, полученных с применением методов ФМР и СВР может оказаться спорной. Примерами служат варианты идентификаций спектра СВР, как сумма однородных и спин-волновых мод (см. например:[80]), либо простого перебора значений величин n в наблюдаемых неоднородных спектрах СВЧ в стремлении согласовать полученные результаты с дисперсионным соотношением вида $\omega \sim k^2$ [81]. В тоже время, применение методов СВР и ФМР для анализа магнитных явлений широко распространено для самых разнообразных систем и материалов [7, 66, 67, 68, 82], изготавливаемых разнообразными технологиями в виде пленок.

1.4 Постановка задачи исследования

Целью настоящей работы является развитие метода спин-волновой спектроскопии путем измерения обменных когерентных колебаний в нанокристаллических пленках (на примере пленок Fe-Ni, изотропных в статистическом смысле), в мультислойных пленках (на примере Fe-Ni/Pd, анизотропных в статистическом смысле) и в слоистых пленках Co-P и Co-Ni (представляющих собой примеры реализаций случайных функций со стационарными первыми и вторыми приращениями).

Для достижения поставленной цели были определены следующие задачи:

6. Исследование причин возникновения экспериментально наблюдаемых отклонений от квадратичной зависимости дисперсионного соотношения обменных спиновых волн.
7. Синтез образцов наноструктурных материалов в виде тонких магнитных пленок Fe-Ni сплава с различными размерами магнитных неоднородностей.
8. Синтез структур с определенным видом распределения магнитного параметра по толщине пленки, и изучение связи между сформированным профилем и регистрируемой зависимостью резонансных полей от номера моды.

9. Использование метода корреляционной спин-волновой спектроскопии для регистрации спектра обменных спиновых волн и разработка методики вычисления основных стохастических характеристик.

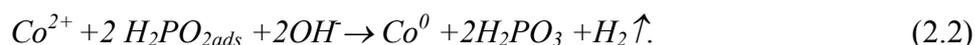
10. Развитие метода спин-волновой спектроскопии для слоистых пленок, представляющих собой примеры реализаций случайных функций со стационарными первыми и вторыми приращениями.

Глава 2 Общая характеристика образцов. Метод их получения и экспериментальные методы исследования

2.1 Методы получения образцов

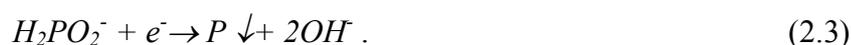
2.1.1 Метод химического осаждения

В данной работе одним из методов синтеза пленочных образцов был выбран метод химического осаждения. Используемая методика относится к так называемым «мокрым» технологиям, и она основана на реакции выделения чистых металлов (Co, Ni, Fe и др.) из растворов соответствующих солей с помощью различных восстановителей (в работе применялся гипофосфит натрия). Согласно современным представлениям о механизме образования металлических покрытий [83] суммарная реакция восстановления ионов металлов гипофосфитом описывается следующими уравнениями (для кобальта)



Таким образом, из приведенных уравнений следует, что для восстановления одного иона кобальта требуются две молекулы гипофосфита; кроме того, следует отметить, что реакция сопровождается снижением pH – кислотности раствора, для сохранения устойчивого значения которой в раствор вводят буферные добавки. Если в растворе имеются ионы разных металлов, то они все могут быть восстановлены до металла. Для предотвращения выпадения осадка во всем объеме раствора применяют комплексообразующие вещества, которые связывают ионы металла в комплексы и не позволяют реакции протекать самопроизвольно.

Следует обратить внимание на то, что в процессе химического осаждения одновременно с осаждением металла всегда имеет место реакция восстановления гипофосфита до элементарного фосфора:



И в получаемых металлических осадках всегда имеется определенная примесь фосфора, при этом его выпадение зависит от pH – раствора. Процентное содержание фосфора определяет структуру и размер кристаллитов получаемых покрытий.

Известно [84], что пленки кобальта в зависимости от содержания фосфора имеют различные структурные модификации: при $P < 5\text{ат.}\%$ - гексагональную плотную упаковку (ГПУ) с размерами зерна $\sim 600 \text{ \AA}$, при $5\text{ат.}\% < P < 9\text{ат.}\%$ гранецентрированную (ГЦК) с размером зерна $\sim 200\text{-}300 \text{ \AA}$, и аморфную структуру при содержании $P \geq 9\text{ат.}\%$.

Перед непосредственным получением образцов производится глубокая очистка поверхности подложек (в работе в качестве подложек были использованы предметные стекла размером $2,4 \times 2,4 \text{ см}$) стандартными физико-химическими методами. При сенсibilизировании и активации подложек применяются соединения олова с горячей обработкой и соли палладия. Для равномерности осаждения последующих слоев и повышения их адгезионной прочности проводится осаждение буферного слоя палладия. Толщина подслоя составляет не более 10 \AA .

При получении образцов были выбраны составы растворов, устойчивые в процессе осаждения.

2.1.2 Метод термического испарения

В качестве метода вакуумного напыления был избран метод испарения из тигельных испарителей с кольцевым катодом и электронной бомбардировкой. Такой метод позволяет испарять различные материалы (через расплав или сублимацию), отличающиеся температурой испарения, из независимых источников по схеме пар \rightarrow жидкость \rightarrow кристалл (или пар \rightarrow кристалл) с контролем компонент с помощью измерителей скорости и толщины осаждения.

Этот метод заключается в испарении металла или сплава в вакууме и конденсации его паров на поверхности пластинки (подложки). Качество и прочность пленок в большей степени зависят от чистоты подложки. Поэтому поверхность подложки предварительно полируется и тщательно очищается. Часто во время напыления подложка нагревается при помощи специального нагревателя до температуры $100\text{-}500^\circ\text{C}$. При подогретой подложке частично снимаются внутренние напряжения в пленке, и улучшается ее сцепление с подложкой. Подложки могут быть изготовлены из стекла, кварца, слюды и немагнитных металлов. Простейшая схема установки для получения тонких магнитных пленок методом термического испарения металлов и сплавов в вакууме показана на рисунке 2.1.

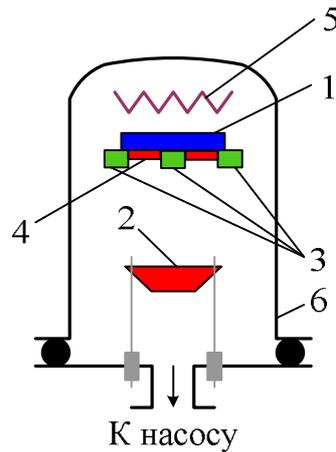


Рисунок 2.1 – Схема испарительной части вакуумной установки для получения пленок:
 1 – подложка, 2 – лодочка с испаряемым сплавом, 3 – маска, 4 – пленка, 5 – нагреватель, 6 – корпус вакуумной камеры

Сплав или металл, который должен быть осажден на подложку 1, помещают в испаритель 2. В рассматриваемом случае он имеет форму лодочки, изготовленной из тугоплавкого металла, например вольфрама. Через лодочку пропускают электрический ток, пока она не приобретет достаточно высокую температуру, при которой исходный материал начинает плавиться. Пары от расплавленного металла в виде атомарного пучка, распространяясь от лодочки, попадают на подложку 1 и осаждаются на ее поверхности, образуя слой в виде тонкой пленки (вакуумного конденсата).

Если подложку предварительно поместить на пластинку (маску) с отверстиями 3, например круглыми, то в процессе конденсации на подложке образуются пленки, имеющие форму в виде круглых пятен, то есть в соответствии с формой отверстий в маске. Таким образом, с помощью маски 3 можно придавать пленкам различные размеры и форму.

Вся система помещается в вакуумную камеру 6, откачанную до достаточно высокого вакуума. Вакуум должен быть таким, чтобы атомы металла не сталкивались с молекулами остаточного газа при своем движении к подложке, то есть их траектории должны быть прямолинейными. Это условие выполняется, если в камере создается давление порядка 10^{-5} мм ртутного столба. В этом случае расстояние от испарителя до подложки достаточно мало по сравнению со средней длиной свободного пробега молекул газа и большая часть атомов металла будет достигать подложки, не испытывая столкновений с молекулами остаточного газа. Такой вакуум легко получить в обычной лабораторной вакуумной установке. При осаждении паров на подложку происходит переход атомов металла из паровой фазы в конденсированное состояние [85].

Рассмотренный метод позволяет получать пленки разной толщины. Она регулируется изменением скорости или времени конденсации. На процесс формирования пленок оказывают влияние несколько факторов, наиболее существенным, из которых является температура подложки. В зависимости от этой температуры могут реализоваться различные механизмы конденсации, которые в большой степени определяют структурное состояние и магнитные свойства пленок. В частности, при повышении температуры подложки от 200 до 500⁰С наблюдается заметное изменение магнитной проницаемости и величины внешнего магнитного поля, в котором происходит насыщение ферромагнитной среды.

Вакуумный выход на режимы напыления осуществляется форвакуумным и диффузионным насосами. Рабочий вакуум при напылении $3 \cdot 10^{-6}$ мм.рт.ст. Для получения пленок исследуемых сплавов была модернизирована стандартная вакуумная установка УНУ-1, которая была снабжена одним резистивным и одним тигельным испарителем с кольцевым катодом. На одном общем аноде было установлено несколько независимых источников для испарения различных материалов. Маска содержала 4 позиции, в результате чего за одно напыление изготовлялось 4 образца. Каждый источник регулировался самостоятельно, причем можно было включать их одновременно. Все три источника экранированы друг от друга защитными и тепловыми экранами во избежание перемешивания компонент перед их конденсацией на подложке. Для нанесения защитных покрытий используется резистивный испаритель. Для увеличения однородности получаемых пленок было увеличено расстояние тигель-подложка до 30 см. Независимое осуществление режимов напыления из каждого источника и независимый контроль каждой из напыляемых компонент кварцевыми датчиками позволял варьировать в широких пределах состав напыляемых пленок. В процессе выхода источника испарения на режим, подложки предварительно закрывались специальной экранирующей заслонкой.

2.2 Рентгеноструктурный анализ

Рентгеноструктурный анализ является одним из самых распространенных прямых методов исследования структуры массивных и пленочных материалов [86].

Задача определения фазового состава вещества и его структуры может быть решена для любого поликристаллического вещества, независимо от типа его кристаллической решетки. Решение данной задачи основано на том, что каждая фаза имеет только ей присущую кристаллическую решетку, которая характеризуется определенным набором межплоскостных расстояний, возможных только для этой фазы и независимо от наличия других фаз, дает на рентгенограмме свою систему линий. Интенсивность линий рентгенограмм прямо пропорционально зависит от количества фазы в веществе.

В основе рентгенофазового анализа лежит уравнение Вульфа – Брэгга

$$2d \sin \theta = n \lambda, \quad (2.4)$$

где $d_{hkl} = d/n = \lambda/2 \sin \theta$ - межплоскостное расстояние;

θ - угол отражения рентгеновских лучей от кристаллографических плоскостей исследуемого вещества;

λ - длина волны характеристического излучения, в котором снята рентгенограмма (в данной работе использовалось излучение линии K_α меди с $\lambda = 1,54178 \text{ \AA}$).

Таким образом, задача определения межплоскостных расстояний d/n сводится к нахождению угла θ для всех линий рентгенограмм. Число всех линий на рентгенограмме и их расположение целиком определяется структурой вещества.

По ширине дифракционного рефлекса рассчитывается область когерентного рассеяния по формуле Шеррера:

$$r = \frac{k\lambda}{\varphi \cdot \cos \theta}, \quad (2.5)$$

где k - фактор формы кристалла, для поликристаллов $k=1$;

λ - длина волны излучения, при котором записывалась рентгенограмма;

φ - угловая ширина дифракционного рефлекса, определяемая на половине высоты пика, выраженная в радианах;

θ - угол скольжения, определяемый из формулы Вульфа - Брэгга.

Рентгенограммы мультислойных материалов показывают дополнительные рефлексы в малоугловой области ($0.5 - 8^\circ$) и сателлитные отражения, сопровождающие основные рефлексы структуры слоев. Наличие рефлексов в малоугловой области обусловлено различной величиной атомных рассеивающих факторов элементов, составляющих слои в многослойной структуре.

Их интенсивность тем выше, чем резче граница раздела слоев в многослойной структуре. Сателлитные отражения являются результатом изменения межплоскостного расстояния, к которому приводит градиент состава на границе [87]. Для структур с периодом модуляции состава в несколько нанометров для обычно используемых источников рентгеновского излучения (типа Co, Fe и т. п.) рефлексы в малоугловой области располагаются в диапазоне от нескольких градусов до десяти.

Из конкретного углового положения рефлексов в малоугловой области определяется период модуляции структуры

$$\Lambda = n\lambda / (2\sin\theta), \quad (2.6)$$

где λ - длина волны излучения,

n - порядок отражения;

θ - угол наблюдаемого рефлекса;

Λ - период модуляции структуры ($\Lambda = d_{\text{мс}} + d_{\text{нс}}$).

Период модуляции многослойной структуры находится из положения сателлитов вокруг основных рефлексов следующим образом

$$\Lambda = \frac{n\lambda}{[2(\sin\theta^+ - \sin\theta^-)]}, \quad (2.7)$$

где θ^+ и θ^- - угловые положения сателлитных отражений соответственно со стороны больших и меньших углов.

В данной работе запись и расшифровка рентгенограмм образцов проводилась на рентгеновском аппарате ДРОН-4 с использованием картотеки ICPDS-ASTM и программой DRON на ЭВМ. При исследовании материалов в пленочном состоянии применяется накопитель сигналов, информация с которого регистрируется в виде файла на ЭВМ.

Однако, прямые структурные методы не всегда дают исчерпывающую информацию о структуре нанокристаллических пленочных материалов, так как толщина подобных образцов может составлять всего несколько десятков ангстрем. Поэтому при исследовании ферромагнитных однослойных и многослойных пленок применяются магнитные и магнитоструктурные методы измерения.

2.3 Методы магнитных исследований

2.3.1 Ферромагнитный резонанс

Среди многочисленных методов, с помощью которых изучаются физические свойства тонких пленок, методам сверхвысокочастотной спектроскопии - ФМР и СВР, а также ЯМР - принадлежит одно из ведущих мест [88]. Исследование резонансных явлений позволяет, с одной стороны, определять важные магнитные характеристики ферромагнитных тонких пленок (намагниченность насыщения, величину и распределение магнитной анизотропии и внутренних напряжений и т.д.), а с другой стороны, получить ряд ценных сведений для объяснения протекающих при резонансе физических процессов (изучение проблемы обменного взаимодействия и релаксационных эффектов).

Ферромагнитный резонанс - явление резонансного поглощения внешнего электромагнитного излучения в ферромагнитных веществах. В данном случае резонансное явление происходит не с изолированными атомами (спиновыми и орбитальными моментами), а с коллективом атомов связанных обменным взаимодействием.

Одна из первых серий работ, обнаруживающих избирательное поглощение радиоволн сантиметрового диапазона и сопровождающее его изменение намагниченности на образцах железных и никелевых проволоках, принадлежит В.К. Аркадьеву, выполненная им в период с 1911 по 1913 гг. В последующие годы, значительный вклад в объяснение природы и теоретического описания явления ферромагнитного резонанса внесли физики-магнетологи отечественной школы. Среди наиболее ярких и значительных работ в этой области можно отметить следующие: описание ферромагнитного резонанса с позиций квантомеханической теории, данное Я.Г. Дорфманом; гипотеза об отображении на магнитных спектрах влияний перпендикулярного и параллельного подмагничивающих полей Н.С. Акулова; общая теория поведения идеальных одноосных ферромагнитных кристаллов в переменных магнитных полях с учетом существования структуры ферромагнитных областей разработанная Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем. Интерес, проявляемый к проблеме магнитного резонанса в ферромагнетиках, объясняется возможностью использования данного явления в качестве весьма тонкого измерительного инструмента при исследовании ферромагнетизма. Основой данного метода служит предположение, высказанное в работах Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем, об учете разнообразных взаимодействий в ферромагнетике исходя из существования некоего внутреннего поля H_{eff} , эквивалентного по своему действию внешнему полю.

Согласно классическим представлениям, если параллельно направлению оси легкого намагничивания приложить постоянное поле H , то в соответствии с теоремой Лармора результирующий спиновый момент домена начнет прецессировать вокруг направления приложенного поля H с частотой

$$\omega_0 = \gamma H, \quad (2.8)$$

где γ – гиромагнитное соотношение равно $\gamma = ge/(2mc)$;

g - фактор Ланде;

H – внешнее магнитное поле.

Если перпендикулярно к направлению легкого намагничивания и поля H приложить небольшое переменное поле h , то в случае, когда его частота будет совпадать с ларморовой частотой ω_0 , должно наблюдаться резонансное явление, что связано с максимальным поглощением электромагнитной энергии. Однако частота ферромагнитного резонанса в материалах определяется не только величиной внешнего намагничивающего поля, но суммой внутренних эффективных полей: поля кристаллографической анизотропии, размагничивающего поля формы, а также полей, создаваемых полюсами на границах зерен, включений, дефектов, структурных размагничивающих полей, создаваемой доменной структурой в динамическом режиме.

Рассмотрим магнитоизотропный ферромагнетик, имеющий форму эллипсоида вращения с размагничивающими факторами

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi, \quad (2.9)$$

где N_x, N_y, N_z - размагничивающие факторы вдоль осей x, y и z .

Пусть направление поляризации высокочастотного поля h совпадает с осью x . Постоянное магнитное поле H наложено вдоль оси z . Вокруг направления поля будет прецессировать вектор магнитного момента $M_0 = Jv$, где v – объем образца. При этих условиях компоненты результирующего поля по осям

$$\begin{aligned} H_{ix} &= h - N_x M_{0x}; \\ H_{iy} &= -N_y M_{0y}; \\ H_{iz} &= H - N_z M_{0z}; \end{aligned} \quad (2.10)$$

где M_{0x}, M_{0y}, M_{0z} - компоненты переменной намагниченности $M = M_0 e^{i\omega t}$.

Рассчитаем ларморову частоту прецессии спиновых моментов с учетом результирующего магнитного поля H_i .

Так как

$$\frac{dM}{dt} = \gamma [M_0 H], \quad (2.11)$$

то после соответствующих вычислений выражение для собственной резонансной частоты запишется в виде

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{[(N_x - N_z)M_{0z} + H][H + (N_y - N_z)M_{0z}]}, \quad (2.12)$$

вместо $\omega_0 = \gamma H$.

Рассмотрим резонансные условия для тонких пленок при двух вариантах расположения образца во внешнем поле, представленных на рисунке 2.2.

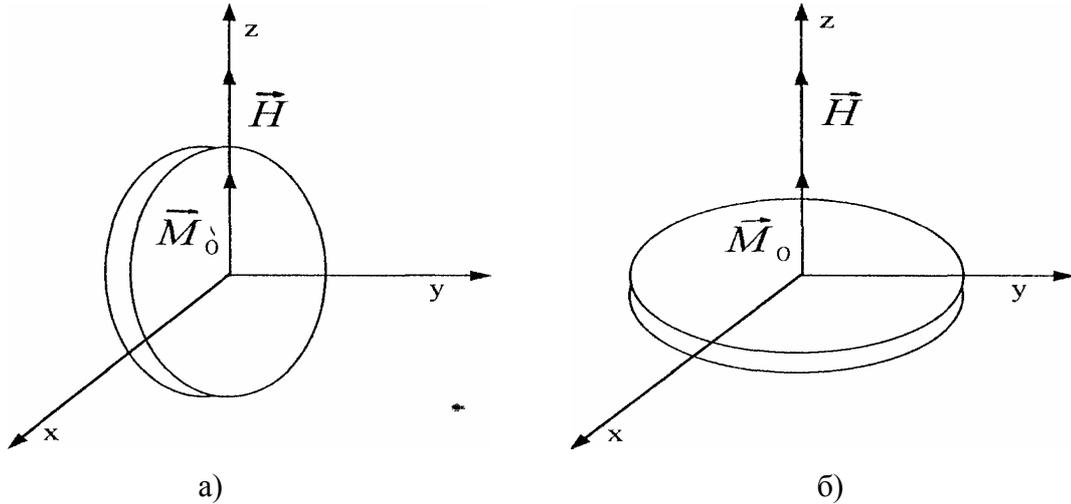


Рисунок 2.2 - Геометрия эксперимента ФМР исследований: а) внешнее поле параллельно плоскости пленки, б) внешнее поле ортогонально плоскости пленки

Если вектор намагниченности направлен параллельно плоскости пленки, то размагничивающие факторы $N_x = N_z = 0$, а $N_y = 4\pi$ (рисунок 2.2 а), тогда

$$\omega^2 = \gamma^2 [H(H + 4\pi M_0)]. \quad (2.13)$$

Если же вектор намагниченности ортогонален к поверхности (рисунок 2.2 б), то $N_x = N_y = 0$, $N_z = 4\pi$, а

$$\omega = \gamma [H - 4\pi M_0]. \quad (2.14)$$

Из опытов по ферромагнитному резонансу в тонких поликристаллических пленках определяется только величина эффективной намагниченности

$$M_{eff} = M_0 + \frac{3\lambda\sigma}{4\pi M_0}, \quad (2.15)$$

где λ - величина магнитострикции,

σ - коэффициент внутренних напряжений (поверхностного натяжения),

M_0 - истинное значение намагниченности образца,

M_{eff} - эффективная намагниченность.

При использовании значения резонансных полей при параллельной ориентации пленки во внешнем магнитном поле и резонансных полей главной моды (самого большого пика по интенсивности) при ортогональной ориентации величина эффективной намагниченности M_{eff} образцов определяется как

$$4\pi M_{eff} = \frac{2H_{\perp} + H_{\parallel}}{2} - \sqrt{\left(\frac{2H_{\perp} + H_{\parallel}}{2}\right)^2 - (H_{\perp}^2 - H_{\parallel}^2)}, \quad (2.16)$$

где H_{\perp} - резонансное поле при ортогональном внешнем магнитном поле к плоскости пленки;

H_{\parallel} - резонансное поле при параллельной ориентации внешнего магнитного поля к плоскости образца.

Следует отметить, что величина резонансного поля зависит также от того, как ориентировано это поле относительно направления оси легкого намагничивания и, следовательно, зависит от энергии магнитной анизотропии. Существенный вклад в резонансное условие дает также анизотропия, возникающая из-за различного рода напряжений. В мультислойных структурах дополнительные напряжения возникают на границе раздела двух слоев, из-за несоответствия параметров решеток соприкасающихся материалов [87].

Исследования образцов методом ФМР проводились с помощью стандартного спектрометра магнитного резонанса на частоте 9,2 ГГц. Принципиальная блок-схема установки приведена на рисунке 2.8 в разделе 2.3.4, где также дано описание основных узлов данной установки.

2.3.2 Спин – волновой резонанс. Идентификация спектра

Основным фактором, обуславливающим наблюдение СВР в тонких магнитных пленках, Киттель называл наличие граничных условий, которые приводят к “бесконечно жесткому закреплению” поверхностных спинов через действие анизотропии в поверхностном слое. При жестком закреплении спинов на поверхности пленки, в ней, помимо однородного ФМР в параллельной геометрии, в перпендикулярной геометрии эксперимента реализуется спектр спин-волнового резонанса. Спины, лежащие на поверхности пленки, находятся в других

физических условиях, чем спины внутри образца: на них силы обмена действуют только с одной стороны, средний магнитный момент поверхностных слоев пленки меньше, чем момент внутри нее. Кроме того, на поверхности действуют другие упругие силы, так при наличии подложки должно существовать взаимодействие с ее атомами и т.д. Все эти факторы приводят к тому, что резонансное поле для внутренних спинов не будет резонансным для поверхностных. Действие всех факторов на поверхностные спины можно условно заменить добавочной поверхностной анизотропией, которая закрепляет ориентацию поверхностного спина, т.е. обеспечивает так называемый пиннинг (прикалывание). При таком закреплении на поверхности образуются узлы, и однородное высокочастотное поле $\tilde{h} \sim e^{i\omega t}$ будет возбуждать волны неоднородной прецессии спинов в объеме ферромагнетика – спиновые волны $m \sim e^{i(\omega t - kr)}$.

Киттель в своей работе [45], как условие для реализации спектра СВР в тонкой магнитной пленке, предполагал полное закрепление поверхностных спинов ($\mathbf{m} = 0$ на поверхности). В случае, когда ось z направлена вдоль поля, а начало отсчета системы координат в центре пленки, уравнение движения намагниченности в тонких магнитных пленках при перпендикулярной ориентации магнитного поля имеет вид

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma [\vec{M} \vec{H}_{eff}], \quad (2.17)$$

где $\vec{H}_{eff} = \vec{H} - (4\pi + \beta)\vec{M} + \frac{2A}{M} \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial z^2}$;

\vec{H} - внешнее магнитное поле;

$A = \alpha \frac{M^2}{2}$ - константа обменного взаимодействия;

$4\pi M$ - поле размагничивания;

βM - поле анизотропии.

Представляя намагниченность как $\vec{M} = m_x \vec{x} + m_y \vec{y} + M \vec{z}$, после линеаризации (2.17) получим уравнение для переменной составляющей плотности магнитного момента

$$\frac{\partial m^\pm}{\partial t} = \pm i \cdot \gamma \left[\frac{2A}{M} \frac{\partial^2 m^\pm}{\partial z^2} - H_i m^\pm \right], \quad (2.18)$$

где $H_i = H - (4\pi + \beta)M$.

В случае однородной пленки и жесткого закрепления на поверхностях необходимо учитывать только компоненты волнового вектора с $\vec{k} = k_z \vec{z}$, а компоненты $k_x, k_y = 0$, так как моды с $k_x, k_y \neq 0$, имеют среднюю намагниченность равную нулю и не возбуждаются однородным переменным полем [45], и полагая решение в виде плоских волн

$$m^{\pm}(z,t) = \left(C_{\pm}^1 e^{-ikz} + C_{\pm}^2 e^{ikz} \right) \cdot e^{-i\omega t}, \quad (2.19)$$

где k – волновой вектор.

Из уравнения (2.18) определяется дисперсионное соотношение

$$\frac{\omega}{\gamma} = H - 4\pi M + \frac{2A}{M} k^2. \quad (2.20)$$

Выражение (2.20) демонстрирует, что для реальных k отлична от нуля только правополяризованная компонента m^+ . Реализация левополяризованных колебаний в спектре возможна при мнимых значения k и условии

$$\left| \frac{2A}{M} k^2 \right| > |H - 4\pi M|.$$

Граничные условия на поверхности пленки с учетом параметра поверхностного закрепления спинов β_S и толщины образца L записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial m^+}{\partial z} + \beta_S m^+ \Big|_{z=L} &= 0, \\ \frac{\partial m^+}{\partial z} - \beta_S m^+ \Big|_{z=-L} &= 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

используя (2.19) и (2.20), получим, что решения распадаются на симметричные относительно центральной плоскости пленки решения

$$m^+(z) = C_k \cos kz, \quad (2.22)$$

и антисимметричные решения

$$m^+(z) = C'_k \sin kz. \quad (2.23)$$

Волновые числа симметричных (нечетных) решений, имеющих отличную от нуля среднюю намагниченность при $\beta_S \neq 0$, определяются выражением

$$kL \operatorname{tg} kL = \beta_S L. \quad (2.24)$$

Для антисимметричных (четных) решений значения волновых чисел находятся из

$$kL \operatorname{ctg} kL = -\beta_S L. \quad (2.25)$$

Из (2.24) и (2.25) следует, что при $\beta_S < 0$ в спектре имеются решения с мнимыми значениями $k = ik'$ (т.к. $k' L \operatorname{th} k' L > 0$ и $k' L \operatorname{cth} k' L > 0$ для всех k'). В этом случае значения k и средняя намагниченность $\bar{m}(z)$ для симметричных решений определяются выражениями:

- для тригонометрических решений

$$\bar{m}^+(z) = C \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sin 2kL}{2kL}}} \cdot \frac{\sin kL}{kL}, \quad (2.26)$$

- для гиперболических решений

$$kL \cdot thkL = |\beta_S|L \quad (2.27)$$

$$\bar{m}^+(z) = C \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{sh2k'L}{2k'L}}} \cdot \frac{shk'L}{k'L} \quad (2.28)$$

Для $\beta_S > 0$ в спектре возможны только тригонометрические колебания

$$kL \cdot tgkL = \beta_S L$$

$$\bar{m}^+(z) = C \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sin 2kL}{2kL}}} \cdot \frac{\sin kL}{kL} \quad (2.29)$$

На рисунке 2.3 представлена форма колебаний для нескольких значений k при $\beta_S > 0$ и $\beta_S < 0$. Отметим, что однородным переменным полем возбуждаются только волны с не равной нулю средней по толщине пленки намагниченностью.

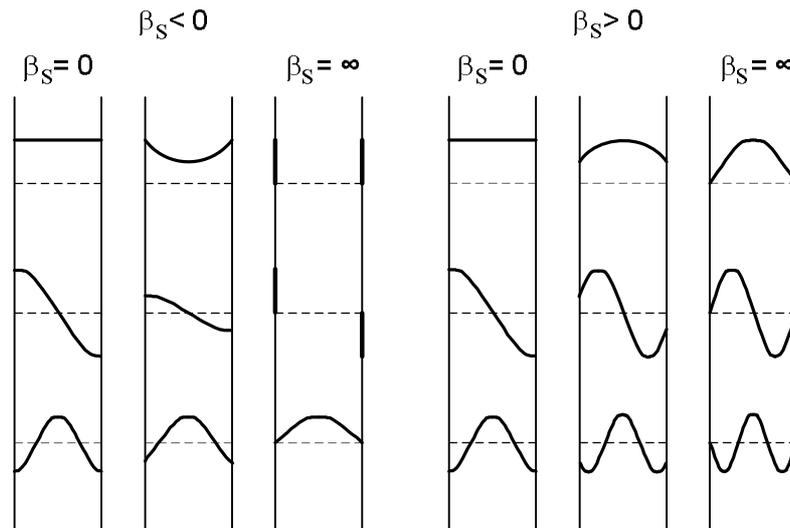


Рисунок 2.3 – Изменение формы колебаний спиновых волн в зависимости от величины и знака параметра закрепления поверхностных спинов [100]

Представленный выше анализ свидетельствует, что спектр СВР в тонких магнитных пленках существенным образом зависит от типа и степени закрепления поверхностных спинов. При $\beta_S \neq 0$ решения с $k = 0$ не удовлетворяют граничным условиям (2.21) и мода однородной прецессии трансформируется либо в гиперболическую (при $\beta_S < 0$), либо в тригонометрическую моду (при $\beta_S > 0$). Отсутствие однородного ФМР в таких пленках часто упускается из вида, чему способствовали экспериментаторы, использующие поле первой тригонометрической моды в качестве поля однородного ФМР в формулах типа (2.20) для расчета величины M_{eff} без

должной оговорки. В случае $\beta_S > 0$ все решения в спектре СВР соответствуют объемным колебаниям с реальными k и их резонансные поля изменяются одинаковым образом при изменении толщины пленки. В то же время, согласно ряду работ [89-92], гиперболическая мода и объемные тригонометрические сдвигаются в противоположные стороны при изменении толщины. На этом основании авторы работ [89-92] считали, что зависимость спектра СВР и, в частности, резонансного поля основного максимума от толщины слоя может служить критерием при определении типа граничных условий. Целый ряд работ [93-98] в начале освоения метода СВР был посвящен вопросу зависимости формы спектра СВР от толщины пленки, что обусловлено необходимостью в точной идентификации пиков. Как было показано в работах [57, 100-102], зависимость резонансного поля основного максимума от толщины пленки не является вполне надежным критерием при определении граничных условий, а следовательно, и идентификации спектра, так как похожую зависимость спектра от толщины имеют пленки с константами анизотропии разного и одинакового знака при $\beta_S < 0$ на различных поверхностях пленки.

Авторы работ [57, 100-102] проанализировали возможность наблюдения СВР и идентификации измеренного спектра для ситуации смешанных граничных условий. Анализируя уравнение (2.18) и полагая решение в виде плоских волн, ими были записаны граничные условия в следующем виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial m^\pm}{\partial z} + \beta_{S1} m^\pm \Big|_{z=+L} &= 0 \\ \frac{\partial m^\pm}{\partial z} - \beta_{S2} m^\pm \Big|_{z=-L} &= 0 \end{aligned} \quad (2.30)$$

Подставляя (2.19) в (2.30), было получено выражение для определения значения волнового вектора k

$$\left[k^2 - \beta_{S1} \beta_{S2} \right] \cdot \operatorname{tg} 2kL = -(\beta_{S1} + \beta_{S2})k \quad (2.31)$$

Наиболее простому случаю $|\beta_{S1}| = |\beta_{S2}|$, исходя из выражения (2.31), соответствует три возможных варианта граничных условий:

- $\beta_{S1, S2} < 0$ - поверхностная анизотропия типа легкая плоскость;
- $\beta_{S1, S2} > 0$ - однородная поверхностная анизотропия с легкой осью, перпендикулярной плоскости пленки;
- $\beta_{S1} = -\beta_{S2}$ - смешанные граничные условия: с одной стороны слоя – анизотропия типа легкая плоскость, с другой стороны – легкая ось.

Авторы работ [100-102], проанализировав в своих работах смешанные граничные условия, получили выражения для определения волновых чисел следующего вида:

- для тригонометрических решений

$$\operatorname{tg} 2kL = 0; \quad k = n \frac{\pi}{2L}, \quad (2.32)$$

- для решений с мнимым значением волнового вектора

$$k^2 + \beta_S^2 = 0. \quad (2.33)$$

Подставляя значение $k = i\beta_S$ для решения поверхностного типа в (2.19) и используя одно из граничных условий (2.30), имеем возможность определить форму поверхностной моды

$$m_{\text{э}}^{\pm}(z) = C \cdot e^{-\beta_S z}. \quad (2.34)$$

Тригонометрическое решение определяется выражением вида

$$m_n^+(z) = C_n \cos(kz + \varphi_n). \quad (2.35)$$

Средняя намагниченность экспоненциального максимума

$$\overline{m}_{\text{э}}^{\pm} = C_0 \sqrt{\frac{2\beta_S L}{\operatorname{sh} 2\beta_S L}} \cdot \frac{\operatorname{sh} \beta_S L}{\beta_S L}; \quad (2.36)$$

и нечетных тригонометрических колебаний

$$\overline{m}_n^+(z) = C_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{L \cdot \left(1 - \frac{1}{n\pi} \cos\left(\operatorname{arctg} \frac{2\beta_S L}{n\pi}\right)\right)}} \cdot \frac{2 \sin \operatorname{arctg} \frac{2\beta_S L}{n\pi}}{n\pi}, \quad (2.37)$$

где $n = 1, 3, 5, \dots$

Средняя намагниченность колебаний с $n = 2, 4, 6, \dots$ равна нулю.

Таким образом, при смешанных граничных условиях, как и в случае $\beta_{S1, S2} < 0$, в спектре имеется решение поверхностного типа. Оценка выражений (2.32) и (2.33) позволяет сделать два вывода. Первый, волновые числа тригонометрических решений для слоя со смешанным граничными условиями не зависят от степени закрепления поверхностных спинов. И второй, резонансное поле для решения с мнимыми волновыми числами не зависит от толщины слоя. В то же время для значений $\beta_{S1, S2} < 0$ положение первого максимума также слабо зависит от толщины пленки. В этом случае дополнительным критерием при определении вида поверхностной анизотропии может служить зависимость расстояния между первыми возбуждаемыми колебаниями $\Delta H_{1,2} = H_1 - H_2$ от толщины слоя, которое при смешанных граничных условиях значительно меньше, чем при симметричных. Для больших значений β_S расстояние между первыми нечетными колебаниями будет велико для обоих типов граничных условий и признаком смешанных граничных условий является отсутствие четного пика между первыми нечетными модами.

Помимо обозначенных выше критериев идентификации спектра СВР авторы работ [101, 102] обосновали возможность использования в качестве оценочного параметра типа граничных условий отношение интенсивностей первых двух мод. Отношение интенсивностей первых двух симметричных колебаний определяется выражениями:

- для $\beta_S < 0$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{1 + \frac{sh2k'L}{2k'L} \left(\frac{\sin kL}{kL} \right)^2 \left(\frac{k'L}{shk'L} \right)^2}{1 + \frac{\sin 2kL}{2kL}}, \quad (2.38)$$

- для $\beta_S > 0$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{1 + \frac{\sin 2k_2L}{2k_2L} \left(\frac{\sin k_2L}{k_2L} \right)^2 \left(\frac{k_1L}{\sin k_1L} \right)^2}{1 + \frac{\sin 2k_1L}{2k_1L}}, \quad (2.39)$$

- для $\beta_{S1} = -\beta_{S2}$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{4dL \sin^2 \left(\arctg \frac{2\beta_S L}{\pi} \right) sh2\beta_S L}{\pi^2 \left[1 - \frac{1}{\pi} \cos \left(\arctg \frac{2\beta_S L}{\pi} \right) \right] sh^2 \beta_S L}. \quad (2.40)$$

Анализ зависимостей, построенных по выражениям (2.38-2.40), из экспериментальных и теоретически полученных данных позволит определить тип граничных условий. Именно таким образом в работе [57] были определены граничные условия для пленки пермоллоя (смотри рисунок 2.4).

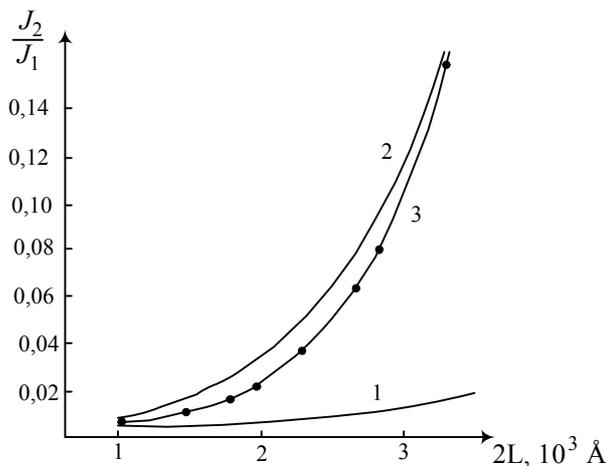


Рисунок 2.4 – Зависимость отношения интенсивностей первых двух мод СВР от толщины пленки: кривая 1 – расчетная кривая для случая $\beta_S > 0$; кривая 2 – расчетная для случая $\beta_S < 0$; кривая 3 – экспериментальная [57]

Для получения спектра спин-волнового резонанса в работе была использована установка для исследования ФМР при внешнем магнитном поле ортогональном к поверхности пленок.

2.3.3 Корреляционная спин-волновая спектроскопия

Возможности метода СВР были существенно расширены после цикла теоретических работ Игнатченко В.А. и Исхакова Р.С.[18, 20, 103]. Основная идея авторов состояла в том, что в кристаллических и аморфных сплавах на основе переходных 3-d металлов с топологическим и композиционным разупорядочением атомной структуры - все параметры спиновой системы, такие как обменное взаимодействие, намагниченность, анизотропия являются случайными функциями координат, т.е. в этих материалах существуют наномасштабные магнитные неоднородности ($\sim 100\text{\AA}$). Под термином неоднородность понимается достаточно плавное изменение в пространстве какого-либо спинового параметра $A(x)$, т.е. непрерывная случайная функция координат: обмена, намагниченности и т.д. Основная характеристика неоднородностей - корреляционная функция $K(r)$ (смотри рисунок 2.5).

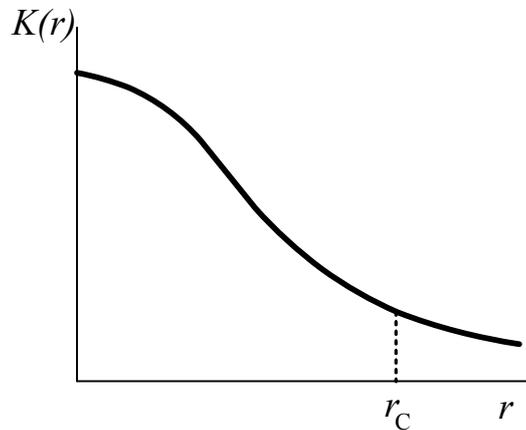


Рисунок 2.5 – Общий вид корреляционной функции

$K(r) = \langle A_0(x)A_0(x+r) \rangle$, $A_0(x) = A(x) - \langle A(x) \rangle$, характеризуется двумя основными параметрами. Первый, корень квадратный из ее максимального значения $\gamma \sim (K(0))^{1/2}$, представляет собой среднеквадратичную флуктуацию случайной функции $A(x)$ ($\gamma = \Delta A / \langle A \rangle$), т.е. характеризует интенсивность неоднородностей.

Второй, радиус корреляции $r_c=1/k_c$, при котором наблюдается существенное уменьшение $K(r)$, характеризует пространственный размер неоднородностей. Наиболее простой корреляционной функцией является $K(r)\sim\exp(-k_c r)$.

В цитируемых работах был развит теоретико-экспериментальный подход к изучению неоднородностей реальных ферромагнитных сплавов, основанный на корреляционной теории случайных функций (рисунок 2.6). Было показано, что из модифицированных “киттелевских” кривых $H_n(n^2)$ могут быть определены корреляционные радиусы r_c структурных неоднородностей, что позволило развить магнитоструктурный метод, основанный на спин-волновом резонансе.

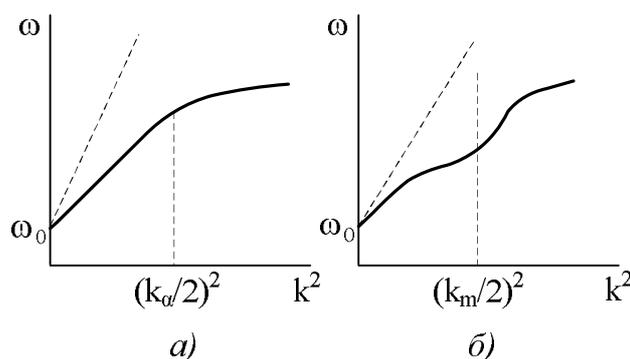


Рисунок 2.6 - Модифицированные законы дисперсии спиновых волн (сплошные кривые) для неоднородностей величины обменного взаимодействия (а) и модуля намагниченности (б) и закон дисперсии в однородной среде (штриховые)

В работе [18] было показано, что “киттелевский” закон из-за модификации дисперсионного закона для спиновых волн в неоднородной среде, в нанокристаллических и аморфных пленках с флуктуирующими магнитными параметрами, теперь имеет следующий вид

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi \cdot M_{eff} - \langle \eta \rangle k^2 (1 - \gamma_i^2 J_i(k)). \quad (2.41)$$

Таким образом, влияние флуктуаций проявляется в отклонениях (изломах) - модификациях “киттелевского” закона, описываемых введением функции $J_i(k)$, качественный ход которой представлен на рисунке 2.7. Флуктуации различных параметров ферромагнетика приводят к качественно различному характеру модификации закона дисперсии.

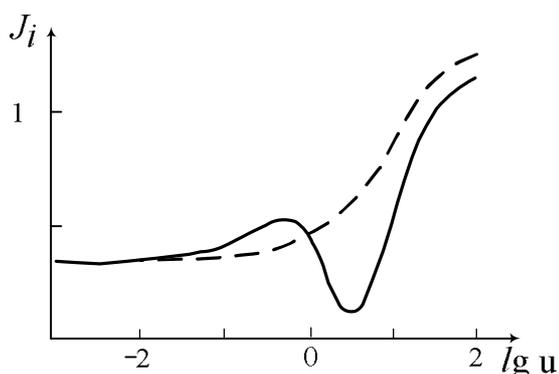


Рисунок 2.7 – Теоретическая зависимость функции $J_\alpha(u)$ (штриховая линия) и $J_m(u)$ (сплошная линия) от нормированного квадрата волнового числа $u=(k/k_i)^2$. Для наглядности на оси абсцисс отложен $\lg(u)$

Следовательно, из экспериментов по СВР, из зависимости (2.41), можно установить природу неоднородностей (обмен, намагниченность и т.д.) ферромагнитного сплава. Величина изгиба определяет среднеквадратичную флуктуацию. Положение изгиба определяет корреляционное волновое число k_c , и, следовательно, корреляционный радиус неоднородностей $r_c \sim 1/k_c$. Физический смысл появления таких модификаций дисперсионных законов заключается в том, что спиновые волны по-разному рассеиваются на коррелированных ($k > k_c$) и некоррелированных ($k < k_c$) неоднородностях. Аналогичные теоретические зависимости дисперсионного закона для спиновых волн в неоднородном ферромагнитном сплаве, в рамках решеточной модели, были получены в работе [104].

Эффект модификации дисперсионного соотношения, обусловленный флуктуациями обменного взаимодействия, впервые экспериментально был обнаружен на пленках аморфных сплавов Co-P в работе [5]. На зависимости $H_n(n^2)$ наблюдался излом при $k_c = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, соответствующий корреляционному радиусу неоднородностей обмена $r_c \sim 10^{-6} \text{ см}$. Излом противоположного направления, соответствующий неоднородностям намагниченности впервые удалось наблюдать на тройном сплаве Co-Ni-P [77]. На сплаве Co-Ni-P одновременно наблюдались изломы, соответствующие неоднородностям обмена и намагниченности. При исследовании концентрационных зависимостей корреляционных радиусов данного сплава было установлено следующее: изменения концентрации Ni приводили к изменению корреляционного радиуса неоднородностей намагниченности. Изменение же концентрации P приводило к изменению корреляционного радиуса неоднородностей обменного взаимодействия. Таким образом, длинные корреляции соответствуют композиционному беспорядку, причем за неоднородности обмена отвечает металлоид, а за неоднородности намагниченности добавки металла. Многочисленными исследованиями было установлено, что причиной модификаций закона дисперсии спиновых волн в неоднородных ферромагнитных пленках аморфных сплавов и пересыщенных твердых растворов являются химические неоднородности. В неоднородных

сплавах типа переходной металл – металлоид химические неоднородности проявляются через флуктуации обменного параметра $\alpha = 2A/M_s^2$ (Co-P [5], Fe-B [6], Fe(SiO₂) [105]). А в сплавах «переходной металл» - «переходной металл» - через пространственные флуктуации модуля намагниченности M (Co-Zr-P [77], Co-Zr, Fe-Zr [106], Co-Nb [107], Fe-Ni-P [74]).

Наряду с модификацией закона дисперсии при $k = k_c$ должны наблюдаться изменение закона затухания спиновых волн. В работах [108, 109] были обнаружены изменение зависимости $\Delta H(k)$ в окрестности k_c , свидетельствующие о том, что особенности $\Delta H(k)$ является столь же надежным методом измерения корреляционных радиусов неоднородностей, как и наблюдение модификации закона дисперсии.

2.3.4 Установка для исследования ферромагнитного и спин-волнового резонанса на частоте 9100 МГц

Существует несколько методов наблюдения и исследования ФМР, в числе которых волноводный, резонаторный метод индикации по постоянному току, модуляционный и индукционный методы [110].

В данном случае использовался резонаторный и модуляционный методы возбуждения и исследования ФМР.

Радиоспектрометр изготовлен на базе электронного парамагнитного анализатора ЭПА-2М, принципиальная схема которого представлена на рисунке 2.8.

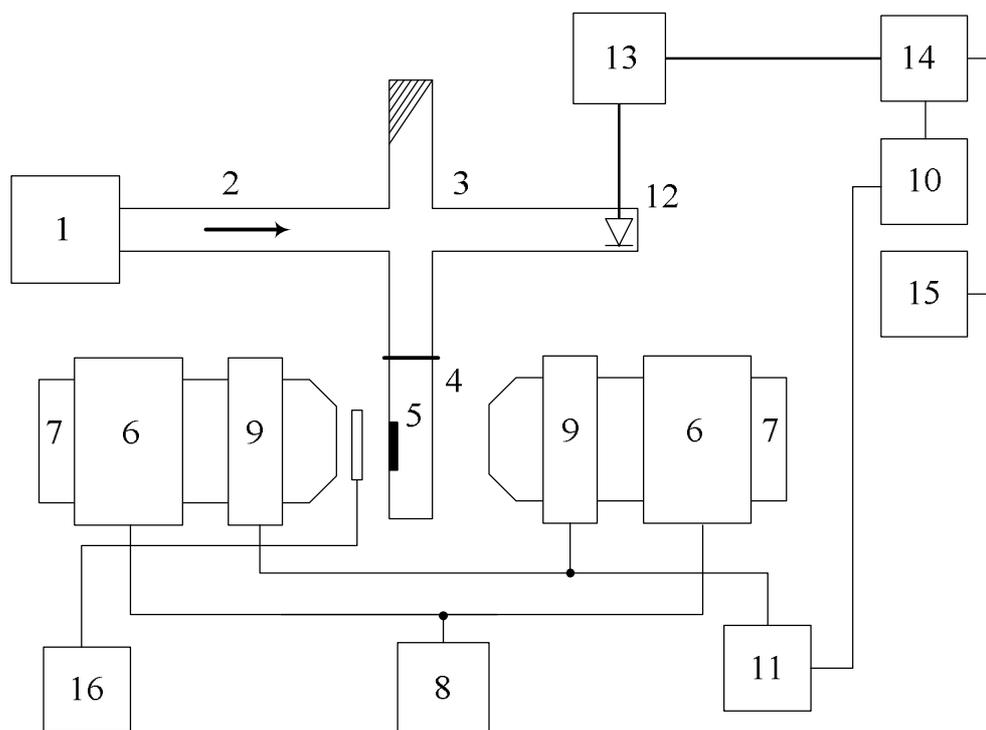


Рисунок 2.8 – Принципиальная блок-схема спектрометра ФМР

В узкой стенке резонатора сделано отверстие 0,8 мм, через которое в область пучности магнитной составляющей высокочастотного электромагнитного поля вводится держатель образца, позволяющий вращать пленку относительно вертикальной и горизонтальной оси в плоскости пленки соответственно на 360^0 и 5^0 .

Блок-схема радиоспектрометра приведена на рисунке 2.8. Основная часть мощности СВЧ-колебаний от генератора (1) поступает на вход волноводного Т-моста (3), в одно из боковых плеч которого включен резонатор (4) с образцом (5). В противоположное плечо Т-моста подключалась согласованная нагрузка (поглотитель), и Т-мост, таким образом, выполнит функцию направленного ответвителя с малым затуханием.

В качестве развязывающего элемента применяется ферритовый вентиль (2), имеющий развязку 36 дБ при прямых потерях 0,4 дБ. Связь резонатора с волноводным трактом осуществлялась с помощью емкостно-индуктивной прямоугольной диафрагмы размером 3×6 мм².

Резонатор с образцом помещался в плавно изменяющееся магнитное поле, создаваемое намагничивающими катушками (6) электромагнита (7), питаемыми от источника (8). Одновременно прилагалось переменное магнитное поле частоты 137 Гц модулирующих катушек (9), питаемых от генератора звуковой частоты ГЗ-34 (10) через усилитель мощности (11).

При прохождении области ФМР по кривой резонансного поглощения на кристаллическом детекторе (12) возбуждается синусоидальное напряжение с частотой модуляции ($f = 137$ Гц); амплитуда этого напряжения пропорциональна значению первой производной от кривой поглощения, а фаза зависит от знака производной. Сигнал после усиления селективным усилителем (13) поступает на синхронный детектор (14), синхронизованный по фазе генератором (10), а оттуда – на осциллограф или на самопишущий электронный потенциометр (15). На экране осциллографа или на ленте самописца фиксируется дифференциальная кривая поглощения.

Для измерения величины напряженности магнитного поля в зазоре электромагнита использовался измеритель напряженности магнитного поля типа Е11-2 (16). Ниже несколько подробнее описываются отдельные элементы установки.

Генератор. В установке использовался стандартный генератор сигналов, имеющий следующие параметры: диапазон частот прибора 8,6-9,6 ГГц; стабильность частоты ± 1 МГц; максимальная мощность выходного сигнала 5 мВт. Генератор снабжен волномером, измеряющим частоту с точностью ± 5 МГц. В случае необходимости частота измерялась гетеродинным волномером ШГВ-С.

Электромагнит. Внешнее статическое магнитное поле создавалось электромагнитом. Электромагнит выполнен в виде С-образного ярма из мягкого железа (Армко), площадь поперечного сечения 250 см^2 . Вес электромагнита (с обмотками) ~ 1000 кг. Две намагничивающие катушки содержат по 17000 витков провода ПЭВ-2 диаметром 1 мм и состоят из шести секций каждая. Сопротивление отдельной секции 50 Ом. Рабочий зазор электромагнита устанавливается с помощью сменных полюсных наконечников диаметров 150 мм, изготовленных из Армко-железа. Электромагнит позволяет получать магнитные поля с напряженностью 26 кЭ в зазоре 8 мм при величине тока в катушках всего лишь 2,5 А.

Источник питания электромагнита. Для питания намагничивающих катушек электромагнита использован стабилизированный источник питания. Источник питания состоит из выпрямителя, стабилизатора тока и устройства, позволяющего плавно изменять ток в нагрузке. Выпрямитель собран по схеме шестиполупериодного выпрямления. На выходе выпрямителя имеется делитель напряжения, который позволяет снимать ток в нагрузку (электромагнит) в восьми, перекрывающих друг другу диапазонах: от 0 до 1 А; 0,25-1,16 А; 0,59-1,48 А; 0,88-1,84 А; 1,16-2,3 А; 1,48-3 А; 1,64-3,4 А и 1,8-4 А.

Усилитель мощности собран по двухтактной схеме с трансформаторным выходом на четырех лампах типа 6С18С. Номинальная выходная мощность усилителя 200 Вт при частоте 137 Гц.

Селективный усилитель представляет собой обычный низкочастотный усилитель с двойным RC-фильтром. Прибор состоит из предварительного и избирательного каскада усиления, катодного повторителя и оконечного каскада усиления. Исследуемый сигнал с входа усилителя через делитель поступает поэтапно на каждый каскад.

Синхронный детектор выполнен по трансформаторной схеме на двойном диоде. Для согласования его с нагрузкой (самописцем) использовался катодный повторитель. В цепи опорного напряжения имеется фазовращатель, обеспечивающий поворот фазы на $140-150^\circ$. Постоянная времени фазочувствительного детектора выбиралась равной $0,05 \div 0,1$ сек.

Величина магнитной восприимчивости в случае ферромагнитного резонанса (феноменологическая теория которого была описана выше) должна быть бесконечно большой, что практически не имеет места. Всегда имеются процессы затухания, в результате которых высота резонансной кривой принимает конечное значение, и сами кривые становятся шире. Для увеличения чувствительности метода в данной работе снималась дифференциальная кривая резонансного поглощения. На ней ширина линии ФМР пропорциональна расстоянию между величинами резонансных полей, соответствующих минимуму и максимуму резонансной моды.

2.3.5 Магнитные параметры пленок, измеряемые методами ферромагнитного и спин-волнового резонанса

Применение методики ферромагнитного и спин-волнового резонанса позволяет определить ряд важных магнитных параметров тонких магнитных пленок. Ими являются намагниченность насыщения, g -фактор, величина магнитной анизотропии (индуцированной и кристаллографической), константа обменного взаимодействия, ширина кривой резонансного поглощения и т.д. По результатам резонансных измерений можно, наконец, судить и о качестве исследуемых пленок.

Намагниченность насыщения. Из опытов по ферромагнитному резонансу определяется величина эффективной намагниченности

$$M_{eff} = M_0 + \frac{3\lambda\sigma}{4\pi M_0} \quad (2.42)$$

Точное определение намагниченности насыщения для тонких пленок затруднено из-за наличия в уравнениях для резонансной частоты эффективного поля, обусловленного упругими напряжениями. Условия ферромагнитного резонанса для тонкой пленки могут быть представлены в виде [111]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H_{\parallel} + H_K \cos 2\theta] \cdot [H_{\parallel} + 4\pi M_{eff} + H_K \cos^2 \theta], \quad (2.43)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H_{\perp} - 4\pi M_{eff}] [H_{\perp} - 4\pi M_{eff} - H_K], \quad (2.44)$$

где H_{\parallel} и H_{\perp} - резонансные поля при параллельной и перпендикулярной ориентации пленки соответственно;

$$H_K = \frac{2K}{M_0} - \text{эффективное поле анизотропии.}$$

При $\theta = 0$ (магнитное поле приложено вдоль легкой оси), из (2.43) и (2.44) для M_{eff} получим выражение

$$M_{eff} = \frac{2H_{\perp} + H_{\parallel}}{8\pi} - \frac{1}{4\pi} \left\{ \left(\frac{2H_{\perp} + H_{\parallel}}{2} \right)^2 - [H_{\perp}^2 - H_{\perp} H_K - (H_{\parallel} + H_K)^2] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.45)$$

Таким образом, измеряя величину магнитного поля, соответствующего максимуму поглощения, при параллельной и перпендикулярной ориентации пленки, можно определить величину эффективной намагниченности (если известно H_K). Точность измерения намагниченности M_{eff} , как это видно из (2.45) определяется точностью измерения магнитного поля. Погрешность измерения M_{eff} в наших экспериментах не превышает 3%.

Определить значение намагниченности насыщения M_0 можно лишь в том случае, когда $\lambda\sigma$ либо известно, либо пренебрежимо мало. Это обстоятельство является недостатком метода ФМР, при использовании его для измерений M_0 . С другой стороны, метод ФМР, в отличие от других методов, дает возможность измерять непосредственно намагниченность насыщения, а не ее произведение на объем образца. Для пленок малой толщины, когда возникает трудности при точном определении геометрических размеров, это является решающим преимуществом метода ФМР.

g-фактор. Из опытов по ферромагнитному резонансу может быть определена величина γ , входящая в уравнение Ландау-Лифшица и имеющая смысл отношения магнитного момента

носителя ферромагнетизма к его механическому моменту. Величину магнитомеханического отношения γ можно записать в виде

$$\gamma = \frac{g|e|}{2mc}, \quad (2.46)$$

где e – заряд электрона;

m – масса электрона;

c – скорость света;

g – фактор спектроскопического расщепления (или просто, g -фактор).

В случае ферромагнитных кристаллов мы имеем дело в основном с проявлением спинового магнетизма, поэтому g -фактор должен равняться 2 (точнее $g = 2,0023$). Однако фактически g -фактор в ферромагнетиках, определяемый из резонансных опытов, заметно отличается от 2 (как правило, больше 2). С другой стороны магнитомеханическое отношение g' (определяемое из гироманитных опытов) обычно оказывается несколько меньшим 2 (~ 5%). Этот «парадокс» в разных знаках отклонений g - и g' -фактора от 2 был разъяснен теоретически Киттелем, Полдерем и др. [112] и обуславливается тем, что в ферромагнетиках к основному спиновому магнетизму примешивается добавка орбитального магнетизма. Обычно в кристаллах электрическое «поле» решетки почти полностью «замораживает» орбитальные магнитные моменты, которые лишь в небольшой степени «подмагничиваются» результирующим спиновым моментом решетки благодаря спин-орбитальному взаимодействию, что и приводит к тому, что в результирующей намагниченности ферромагнетиков имеется небольшая примесь орбитального магнетизма. При определении g - и g' -фактора в резонансных и гироманитных опытах эта «примесь» орбитального магнетизма сказывается различно, что и обуславливает различие g и g' . Этот эффект служит хорошей иллюстрацией того, как ферромагнитный резонанс расширяет возможности изучения внутрискристаллических взаимодействий (в данном случае спин-орбитальных).

Для большинства ферромагнитных материалов значение g , измеренное методом ФМР, находится в пределах от 2,0 до 2,3. Измерение g -фактора в зависимости от различных параметров (от состава материала, толщины пленки и т.д.) приносит неоценимые сведения о природе ферромагнитного состояния в данном материале.

Магнитная анизотропия. ФМР позволяет в монокристаллических пленках определять эффективное поле анизотропии $H_K = \frac{2K}{M_0}$, при известной величине намагниченности насыщения M_0 , отсюда определяется константа магнитной анизотропии K . Известно, что природа одноосной анизотропии в тонких магнитных пленках чрезвычайно сложна и, видимо,

обусловлена одновременным действием многих причин: формой и ориентацией кристаллов, формой и ориентацией различных дефектов и неферромагнитных включений, напряжениями и т.д. Большинство измерений K (или H_K) на тонких ферромагнитных пленках выполнено методами ФМР.

Поле анизотропии в опытах по ФМР определяется из изучения зависимости резонансного поля от угла между направлениями оси легкого намагничивания и внешнего статического магнитного поля. Если магнитное поле приложено вдоль оси легкого намагничивания ($\Theta = 0$), уравнение (3.2) примет вид

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H_1' + H_K)(H_1' + 4\pi M_{eff} + H_K), \quad (2.47)$$

при $\Theta = \frac{\pi}{2}$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H_1'' - H_K)(H_1'' + 4\pi M_{eff}). \quad (2.48)$$

И тогда из уравнений (2.47) и (2.48) можно определить величину поля анизотропии

$$H_K \approx \frac{H_{\parallel}'' - H_{\parallel}'}{2}, \quad (2.49)$$

где H_{\parallel}' и H_{\parallel}'' - резонансное поле вдоль направлений легкого и трудного намагничивания соответственно.

Ширина кривой резонансного поглощения. По определению под шириной резонансной кривой понимается разность напряженностей статических магнитных полей, которые соответствуют половине максимального значения мнимой компоненты эффективной проницаемости μ'' или восприимчивости χ'' .

В монокристаллических образцах ширина линии резонансного поглощения определяется различными релаксационными процессами. Электромагнитная энергия, связанная с прецессией намагниченности, передается, в конечном счете, кристаллической решетке ферромагнетика, превращаясь в энергию ее тепловых колебаний. В ферромагнитных металлах (какими являются и тонкие магнитные пленки) существенное влияние на величину магнитных потерь, а стало быть, и на ширину линии поглощения, оказывают электроны проводимости. Ширина линии, обусловленная электропроводностью материала, может быть представлена выражением (если $d \leq \delta$, где δ - глубина скин-слоя) [54]

$$\Delta H_n \sim \frac{\sigma d^2}{c^2} \omega M_0. \quad (2.50)$$

Из этого выражения следует, что ширина линии поглощения возрастает с увеличением проводимости материала σ , а также прямо пропорциональна квадрату толщины пленки d .

В поликристаллических материалах имеет место механизм уширения кривой не связанный с поглощением, а обусловленный тем, что для каждого отдельного кристаллита значение резонансного поля различно и наблюдаемая резонансная кривая со всего образца является некоторым усреднением резонансных кривых отдельных кристаллитов [113]. Так, если даже $\alpha = 0$, то, ширина линии, обусловленная этим механизмом

$$\Delta H \approx \frac{1}{4} H_K. \quad (2.51)$$

Наличие собственных потерь, т.е. конечная ширина резонансной кривой монокристалла, приведет к размазыванию кривых $\chi''(H_0)$ для поликристалла. Расширение же резонансной кривой, обусловленное анизотропией, в этом случае ($\alpha \neq 0$)

$$\Delta H \approx \frac{1}{2} H_K. \quad (2.52)$$

В реальных тонких магнитных пленках ширина резонансной кривой обуславливается также неоднородным уширением кривой, возникающим вследствие локальных вариаций статического и высокочастотного магнитных полей внутри пленки. В каждой пленке существует множество неоднородностей (разрыва, поры, включения, колебание толщины и т.д.). Влияние этих неоднородностей на движение вектора намагниченности можно выразить через некоторое эффективное поле, меняющееся в пленке от точки к точке и вызывающее уширение резонансной кривой всего образца.

Ширина кривой резонансного поглощения, в первом приближении, не зависит от формы образца [113] и может быть определена выражением (в случае изотропной тонкой пленки)

$$\Delta H = \frac{2\alpha\omega}{\gamma}, \quad (2.53)$$

которое имеет одинаковый вид и для параллельной и для перпендикулярной ориентации пленки.

Константа обменного взаимодействия. Из опытов по спин-волновому резонансу может быть определена одна из фундаментальных характеристик ферромагнитного состояния – константа обменного взаимодействия. Как следует из дисперсионного соотношения (1.7) однородной пленки при симметричных граничных условиях расстояние между соседними спин-волновыми пиками

$$\Delta H_{n,n+2} = H_n - H_{n+2} = \frac{8A}{M_0} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 (n+1), \quad (2.54)$$

где d – толщина пленки;

n – номер спин-волновой моды.

Отсюда константа обменного взаимодействия определяется выражением

$$A = \frac{\Delta H_{n,n+2} M_0}{8 \cdot (n+1)} \cdot \left(\frac{d}{\pi} \right)^2. \quad (2.55)$$

В случае смешанных граничных условий это соотношение несколько упрощается

$$\frac{2A}{M} \cdot \frac{n\pi}{L} = H_{n-1} - H_{n+1}. \quad (2.56)$$

2.4 Исследуемые образцы

Исследуемые в работе образцы можно разделить на три группы: нанокристаллические однослойные пленки, мультислойные пленки и градиентные.

Однослойные пленки сплавов Fe-Ni изготавливались методами термического испарения и химического осаждения. Напыление пленок осуществлялось на диэлектрические (стекло) подложки. Во избежание взаимодействия испаряемого материала с тиглем, уменьшения окисления, фракционирования объема пленок, улучшения однородности пленок, скорости напыления составляли $\geq 0,5$ нм/сек. Для напыления при определенных температурах подложки используется нагреватель подложек, который может нагревать их до 500 °С.

Метод химического осаждения предполагает три основных этапа. Первые два направлены на улучшение адгезии подложки при основном осаждении сплава (третий этап). На первом этапе, методом термического напыления наносится слой олова (20-30 нм), после чего подложка (покрывное стекло) отжигалась в муфельной печи при температуре 540 °С в течение одного часа. Второй этап проводится непосредственно перед основным осаждением и включает в себя обработку подложки в водных растворах PdCl и SnCl и нанесением дополнительного слоя палладия (1-2 нм) из раствора при температуре 85 °С. Получение пленок, третий этап, осуществлялось поочередным опусканием обработанных подложек в разные по химическому составу растворы. Скорость осаждения покрытий из каждого металла из соответствующих растворов солей определялась заранее весовым методом с точностью $\sim 10\%$. Соответственно,

по скорости осаждения индивидуальных слоев определялась как толщина пленочного образца, так и период модуляции мультислойной структуры.

Для получения пленок сплавов FeNi, в качестве распыляемых материалов использовались металлы и сплавы: Fe, Fe₁₉Ni₈₁, Fe₃₁Ni₆₉, Fe₃₄Ni₆₆, Fe₅₀Ni₅₀, Fe₇₀Ni₃₀, Fe₇₈Ni₂₂, Fe₈₈Ni₁₂, Ni. Толщины полученных пленок и их химический состав определялись методом рентгенофлуоресцентного анализа. Толщины пленок менялись от 180 до 260 нм. Различия толщин пленок, полученных за одно напыление, не превышало 10%.

Методом химического осаждения были получены пленки сплавов Fe-Ni в концентрационном диапазоне от 35 до 85 ат. % Ni, толщина образцов варьировалась от 150 до 360 нм. Содержание фосфора в растворе не превышало 10 %.

Метод химического осаждения был использован также для получения мультислойных пленок Fe-Ni-P/Pd. Синтезированы 2 серии образцов с различной концентрацией Ni в Fe-Ni сплаве (80 ат. % и 68 ат. %), при постоянном содержании фосфора (2 ат. % P). Варьируемым параметром для каждой серии являлась толщина ферромагнитного слоя, толщина же немагнитного слоя Pd удерживалась постоянной ~ 1 нм. Общая толщина Fe-Ni-P/Pd пленок не превышала 200 нм. В первой серии образцов (68 ат. % Ni в Fe-Ni сплаве) было получено три пленки с количеством слоев: 40, 50 и 50. Индивидуальная толщина Fe-Ni слоя – 6, 6 и 3 нм, соответственно. Во второй серии образцов (80 ат. % Ni в Fe-Ni сплаве) получены 2 пленки с количеством слоев: 28 и 20. Индивидуальная толщина Fe-Ni слоя – 8,5 и 11,9 нм, соответственно.

Синтез образцов, реализующих магнитные параметры как случайные функции со стационарными приращениями, осуществлялся созданием слоистых [Co_xNi_y]_N и [Co_xP_y]_N пленок, в которых толщины индивидуальных слоев были одинаковы. Изменению подвергалась концентрация состава отдельного слоя. Исследуемые образцы слоистых [Co_xNi_y]_N и [Co_xP_y]_N пленок были получены методом химического осаждения. Интегральная толщина пленок - от 200 до 250 нм.

Таким образом, во второй главе:

1. Описаны типы исследуемых пленок, приготовленных методами термического испарения и химического осаждения для исследований особенностей их структуры и магнитных свойств;

2. Описаны экспериментальные методы и установки для структурных, магнитоструктурных и СВЧ исследований полученных образцов;

3. Выбранные типы нанокристаллических, мультислойных и градиентных пленок и экспериментальные методы их изучения, которые полностью удовлетворяют требованиям, выдвигаемым спецификой исследования. Их количество и качество достаточно для решения поставленных в данной работе задач.

Глава 3 Исследование нанокристаллических тонких ферромагнитных пленок Fe-Ni методом спин-волновой спектроскопии

В данной главе представлены результаты исследования нанокристаллических тонких ферромагнитных Fe-Ni пленок методами ФМР и СВР, описанными в разделах 2.4 и 2.5. Изучаемые образцы были получены двумя методами – термического испарения (раздел 2.2) и химического осаждения из раствора (раздел 2.1) на стеклянные подложки.

Исследование атомной и наноструктуры этих пленок было проведено рентгеноструктурным анализом, данные которого демонстрируются в первом параграфе настоящей главы.

Во втором параграфе приводятся результаты исследований методом ферромагнитного резонанса, которые регистрируют наличие инвариантной концентрационной области. Третий параграф содержит результаты измерений методом спин-волнового резонанса, их анализ позволяет с использованием корреляционной спин-волновой спектроскопии, основные положения которой изложены в разделе 2.6. Данные СВР позволили определить величины константы обменного взаимодействия и обменной жесткости, а также величины константы поверхностной анизотропии для случая $K_S < 0$. Методом корреляционной спин-волновой спектроскопии при различных концентрациях Ni в сплаве определены главные флуктуирующие спиновые параметры магнитной системы (по специфическим модификациям дисперсионной кривой), корреляционный радиус (r_c), а также такие стохастические характеристики как: среднее ($\langle \eta \rangle$) и дисперсия ($\Delta \eta$) обменной жесткости.

3.1 Структурные характеристики Fe-Ni пленок

Рентгеноструктурный анализ проводился при использовании дифрактометра ДРОН-4, с длиной волны $\lambda = 1,54056 \text{ \AA}$ (Cu K_α).

Методом термического испарения были получены пленочные образцы следующих сплавов: Ni, Fe₁₉Ni₈₁, Fe₃₁Ni₆₉, Fe₃₄Ni₆₆, Fe₅₀Ni₅₀, Fe₆₇Ni₃₃, Fe₇₀Ni₃₀, Fe₇₈Ni₂₂, Fe₈₈Ni₁₂,

Fe. Толщина пленок составляла от 180 до 260 нм. Рентгенограммы указанных выше сплавов представлены на рисунке 3.1.

Для пленочных образцов, полученных методом химического осаждения, также был выполнен рентгеноструктурный анализ, результаты которого демонстрирует рисунок 3.2. Составы пленок, синтезированных данным методом, следующие: $\text{Fe}_5\text{Ni}_{95}$, $\text{Fe}_{30}\text{Ni}_{70}$, $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$, $\text{Fe}_{58}\text{Ni}_{42}$, $\text{Fe}_{75}\text{Ni}_{25}$, $\text{Fe}_{87}\text{Ni}_{13}$. Толщина пленочных образцов находилась в диапазоне от 150 до 360 нм.

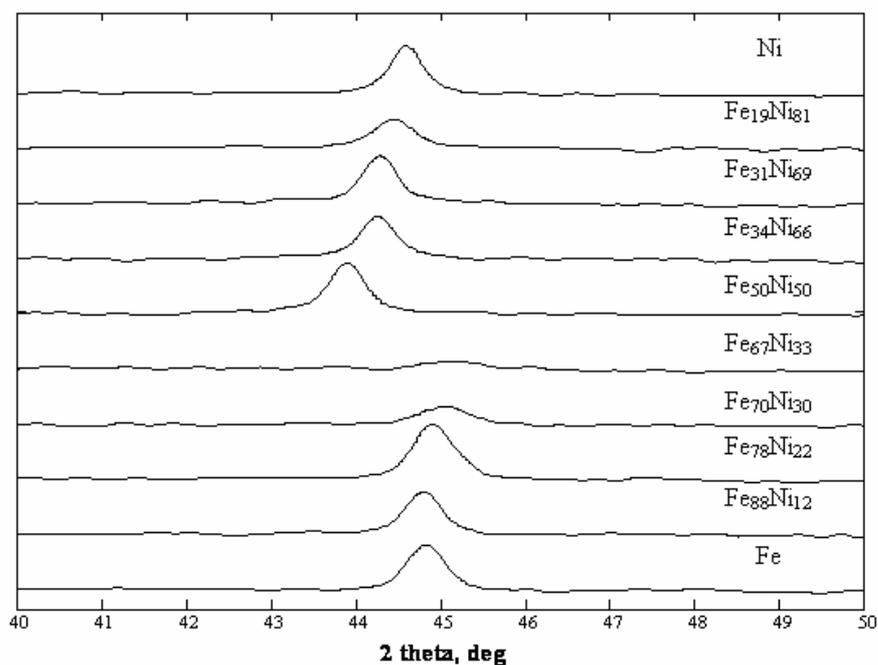


Рисунок 3.1 – Рентгенограммы тонких пленок сплава Fe-Ni, полученных методом термического испарения

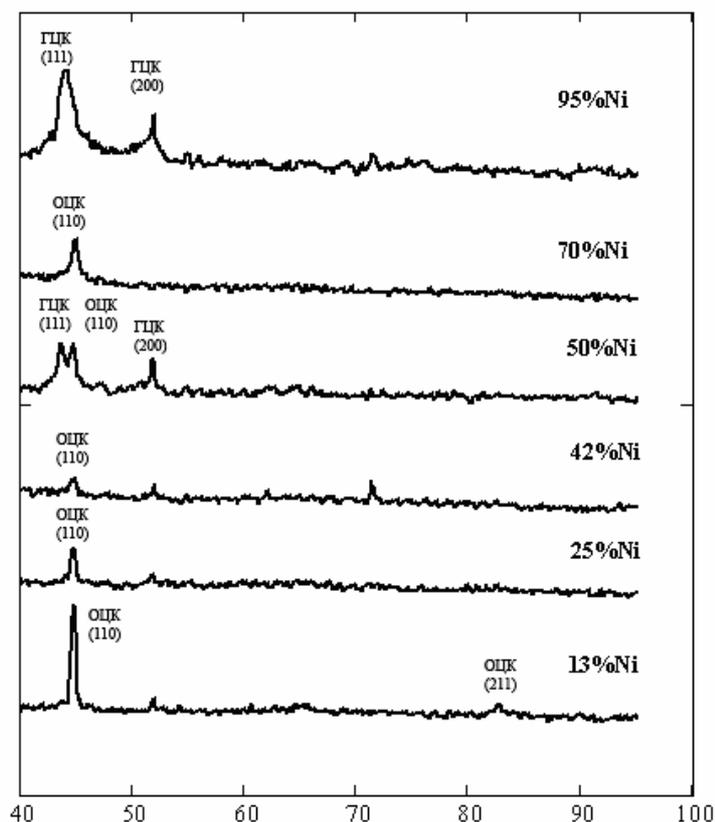


Рисунок 3.2 – Рентгенограммы тонких пленок изучаемых сплавов Fe-Ni, полученных методом химического осаждения

Качественное сопоставление этих рентгенограмм показывает, что различие в технологии синтеза пленок сказывается на внутренней наноструктуре сплава. Пленки, полученные методом термического испарения, характеризуются наличием только одной кристаллической фазы, в которой реализуется сплав при определенных концентрациях состава. В интервале концентраций $0,5 < x < 1$ пленкам $Fe_{1-x}Ni_x$ присуща ГЦК структура. С прохождением эквиатомного состава, сплавы с концентрациями от 0 до 0,3 частей Ni описываются только ОЦК структурой. Образцы пленок сплава, синтезируемые методом химического осаждения, демонстрируют области концентраций в которых реализуется двухфазность (ОЦК+ГЦК).

Применение формулы Вульфа-Брегга позволяет определить межплоскостные расстояния и провести расчет значения постоянной решетки a и построить концентрационные зависимости данного параметра, представленные на рисунках 3.3 и 3.4, соответственно, для пленок изготовленных методами термического испарения и химического осаждения.

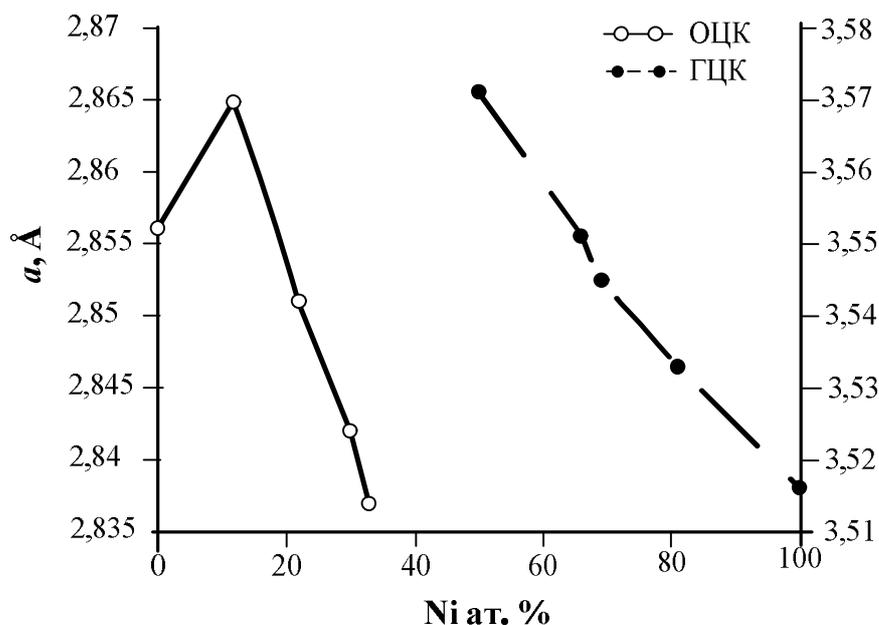


Рисунок 3.3 – Концентрационная зависимость величины постоянной решетки для Fe-Ni пленок, синтезированных методом термического испарения

Линейный ход зависимости величины постоянной решетки a в областях концентраций от 12 до 33 и от 50 до 100 ат. % Ni свидетельствует о соблюдении закона Vegarda, согласно которому атомные объемы, занимаемые атомами различных компонент сплава, складываются аддитивно. Полученные данные по фазовому составу и значениям постоянной решетки для пленочных образцов, изготовленных методом термического испарения, хорошо согласуются с аналогичными данными работы [114].

Как уже было отмечено, пленки, синтезированные методом химического осаждения, характеризуются областью двухфазности, которой по концентрационной зависимости величины постоянной решетки (рисунок 3.4), соответствует концентрационная область Fe-Ni сплава с содержанием Ni от 40 до 50 ат. %.

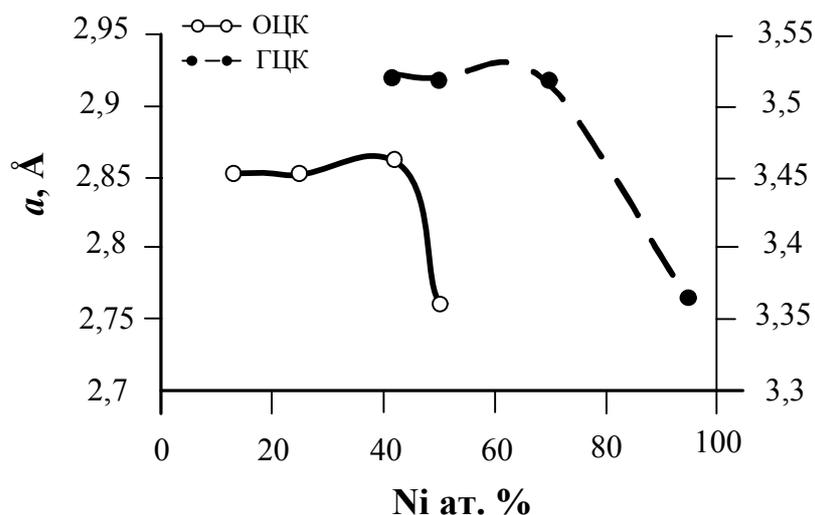


Рисунок 3.4 – Концентрационная зависимость величины постоянной решетки для пленок Fe-Ni, полученных методом химического осаждения

Заметим, что ход зависимости $a_i(x)$, полученной для наших пленочных образцов, хорошо согласуется с данными Ушакова А.И и Литвинцева В.В. [115] (исследуемые в [115] образцы Fe-Ni пленок были получены методом вакуумного испарения), результаты этой работы представлены на рисунке 3.5.

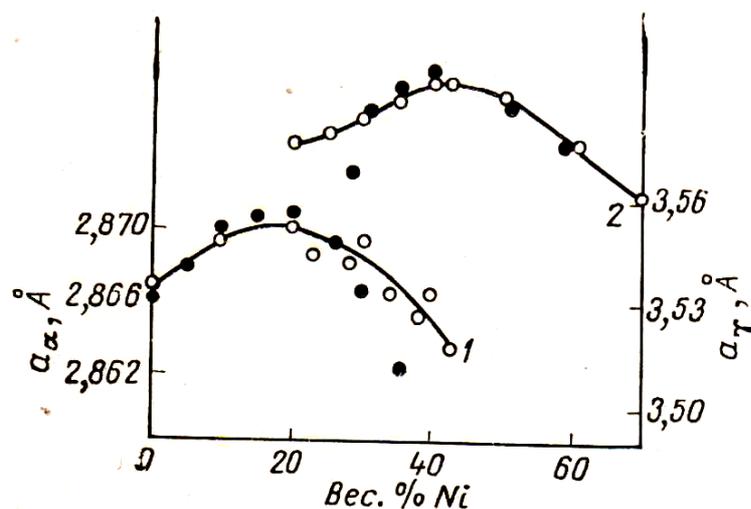


Рисунок 3.5 – Экспериментальные и расчетные значения параметров ОЦК (1) и ГЦК (2) решеток Fe-Ni сплавов согласно данным работы [115], \circ – данные эксперимента, \bullet – расчет

Отличия между тремя представленными на рисунках результатами состоят в разнице минимальных и максимальных значениях постоянной решетки для различных фаз, а также в диапазоне концентраций, где наблюдается двухфазность сплава либо ее отсутствие. Данные сравнения сведены в таблицу 3.1.

Таблица 3.1 – Значения постоянной решетки

Метод синтеза	Тип решетки				Область двухфазности
	ОЦК		ГЦК		
	$a_{\min}, \text{Å}$	$a_{\max}, \text{Å}$	$a_{\min}, \text{Å}$	$a_{\max}, \text{Å}$	
Метод термического испарения	2,8356	2,865	3,518	3,57	нет
Метод термического испарения, данные работы [115]	2,8628	2,870	3,56	3,597	20 - 44 вес. % Ni
Метод химического осаждения	2,751	2,852	3,352	3,525	40 - 50 ат. % Ni

Сопоставление приведенных величин позволяет говорить о большем градиенте значений $a_i(x)$ в пленках, полученных методом химического осаждения.

Непосредственно из рентгенограмм определяются величины межплоскостных расстояний, концентрационные зависимости которых представлены на рисунках 3.6 и 3.7 для пленок, полученных методом термического испарения и химического осаждения соответственно.

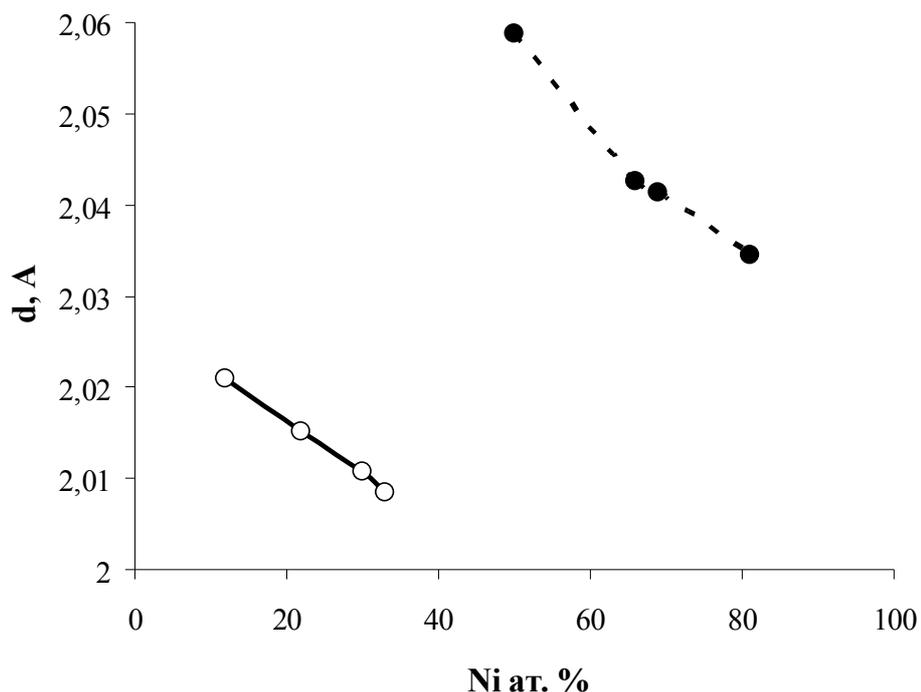


Рисунок 3.6 – Концентрационная зависимость величины межплоскостного расстояния исследуемых пленок Fe-Ni, полученных методом термического испарения. ○ – тип решетки ОЦК, ● – тип решетки ГЦК

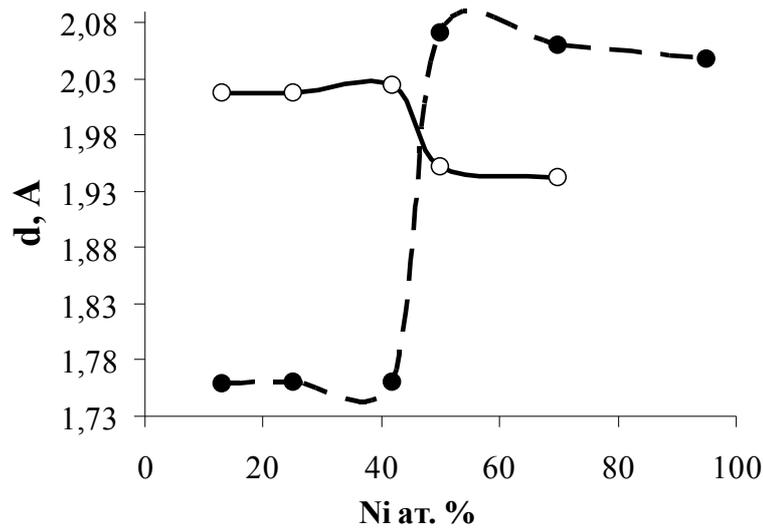


Рисунок 3.7 – Концентрационная зависимость величины межплоскостного расстояния исследуемых пленок Fe-Ni, полученных методом химического осаждения. ○ – тип решетки ОЦК, ● – тип решетки ГЦК

Приведенные результаты рентгеноструктурного анализа свидетельствуют о влиянии технологии получения тонких пленок на их структуру и последующие, проявляемые ими в магнитном отношении, свойства. Данные расчета сведены в таблицу 3.2, где также представлены результаты работы [116] при исследовании магнитных свойств наночастиц Fe-Ni в углеродных нанотрубках. В таблицу 3.2 также включена такая характеристика наноструктуры сплава, как размер области когерентного рассеивания (величина ОКР), определяемая по формулам Шеррера. Как видно из сопоставления представленных результатов, величина ОКР сплава химически осажденных пленок в 1,5÷3 раза меньше величины ОКР сплавов термически напыленных пленок, и близка к величинам ОКР наночастиц Fe-Ni. Это свидетельствует о большей дефектности (и неоднородности) химически осажденных сплавов по сравнению с аналогичными термически напыленными образцами.

Таблица 3.2 – Результаты рентгеноструктурного анализа для различных систем

Хим осаждение					Термическое испарение					Наночастицы Fe-Ni в углеродных нанотрубках			
Состав	Структура	L, нм (размер нанокристалл ита)	d, А (межплоскостное расстояние)	a, А (параметр решетки)	Состав	Структура	L, нм (размер нанокристалл ита)	d, А (межплоскостное расстояние)	a, А (параметр решетки)	Состав	Структура	L, нм (размер нанокристалл ита)	a, А (параметр решетки)
Fe ₀₅ Ni ₉₅	ГЦК (111)	10	2,0472	3,545	Fe ₁₉ Ni ₈₁	ГЦК	33,5	2,0345	3,524				
	ОЦК (110)												
Fe ₃₀ Ni ₇₀	ГЦК (111)				Fe ₃₁ Ni ₆₉	ГЦК	39,41	2,0414	3,535	Fe ₂₀ Ni ₈₀	ГЦК	12	3,549
	ОЦК (110)	16	1,9422	2,7467	Fe ₃₄ Ni ₆₆	ГЦК	33,56	2,0425	3,537				
Fe ₅₀ Ni ₅₀	ГЦК (111)	20	2,0706	3,586	Fe ₅₀ Ni ₅₀	ГЦК	35,31	2,0587	3,565	Fe ₅₀ Ni ₅₀	ГЦК	18	3,579
	ОЦК (110)	21,8	1,9518	2,760									
Fe ₅₈ Ni ₄₂	ГЦК (111)												
	ОЦК (110)	16,7	2,0243	2,863	Fe ₆₇ Ni ₃₃	ОЦК	22,34	2,0085	2,841				
Fe ₇₅ Ni ₂₅	ГЦК (111)				Fe ₇₀ Ni ₃₀	ОЦК	30,5	2,0108	2,844	Fe ₇₀ Ni ₃₀	ГЦК	21	3,58
	ОЦК (110)	20	2,0168	2,852	Fe ₇₈ Ni ₂₂	ОЦК	33,5	2,0152	2,850	Fe ₈₀ Ni ₂₀	ГЦК	21	3,58
Fe ₈₇ Ni ₁₃	ГЦК (111)									Fe ₉₀ Ni ₁₀	ГЦК	11	3,58
	ОЦК (110)	25	2,0168	2,852	Fe ₈₈ Ni ₁₂	ОЦК	31,2	2,0209	2,858				

3.2 Исследование методом ферромагнитного резонанса тонких Fe-Ni пленок

Ферромагнитному резонансу, с момента его открытия в 1913 году В.К. Аркадьевым, было посвящено значительное количество работ [117-122]. Метод ФМР позволяет определить набор самых важных параметров ферромагнетика: g -фактор Ланде, намагниченность, поле анизотропии, коэрцитивную силу, ширину линии резонансного поглощения, а также распределение магнитных дефектов. По результатам резонансных измерений судят о качестве исследуемых пленок (условия возникновения ФМР в тонкой пленке были описаны ранее в разделе 2.3).

Большое количество измерений методом ферромагнитного резонанса было проведено на тонких пленках из железо-никелевых сплавов, поскольку эти пленки оказались подходящими для изготовления весьма быстродействующих элементов переключающих и запоминающих устройств вычислительных машин [123- 126]. На сегодняшний день интерес к этим сплавам всё более возрастает в рамках использования материалов на их основе в устройствах спинтроники и сверхпроводниках [127, 128].

Данный параграф представляет результаты измерения методом ФМР пленок, отличающихся технологией синтеза. Также как и в первом разделе, для получения образцов используются методы термического испарения и химического осаждения. Методом термического испарения были получены образцы следующих сплавов: Ni, Fe₁₉Ni₈₁, Fe₃₁Ni₆₉, Fe₃₄Ni₆₆, Fe₅₀Ni₅₀, Fe₆₇Ni₃₃, Fe₇₀Ni₃₀, Fe₇₈Ni₂₂, Fe₈₈Ni₁₂, Fe. Толщина пленок составляла от 180 до 260 нм. Метод химического осаждения позволил получить образцы в области концентраций Ni от 12 до 90 ат. %, толщина пленок находилась в диапазоне от 150 до 360 нм.

Пленки намагничивались параллельно поверхности образцов, при измерении использовался стандартный ЭПР-2М спектрометр с частотой накачки 9,2 ГГц. Отдельные резонансные кривые для обеих серий образцов представлены на рисунках 3.8 и 3.9.

Резонансные кривые для образцов, полученных методом термического испарения, до определенных составов демонстрировали наличие двух пиков. По мнению автора, данные пики не связаны с возбуждением спин-волновых мод и могут быть объяснены существованием двух областей с различными магнитными параметрами, которые возникают в процессе распыления сплавов. При получении пленки весьма вероятно, что химический состав в различных местах пленки будет варьироваться. Это может привести к различным значениям напряжений в отдельных местах пленки, т.е. и к изменению её эффективной намагниченности [110]. В работе [129] показано, что теоретическая модель двух пленок, которые соприкасаются поверхностями

и между которыми существует диполь-дипольное взаимодействие, может объяснить сдвиг резонансных полей в слоистых пленках. Результаты рентгеноструктурного анализа, приводимые ранее, показывали однородность атомной структуры для данных образцов, что говорит о целесообразности применения метода ФМР к анализу магнитных структур при их описании.

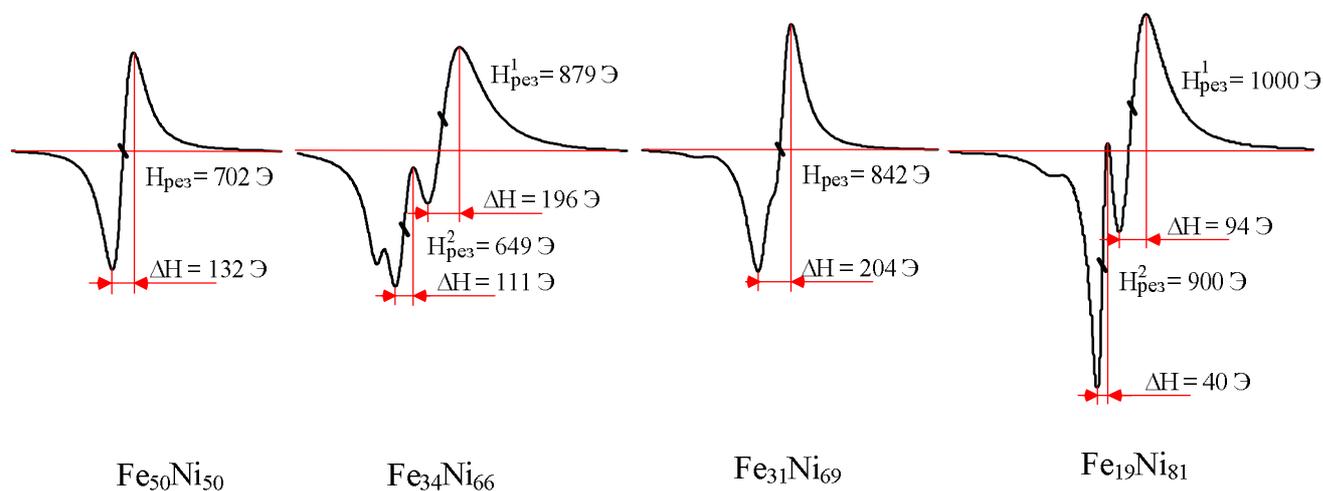


Рисунок 3.8 – Резонансные кривые для пленок, полученных методом термического испарения

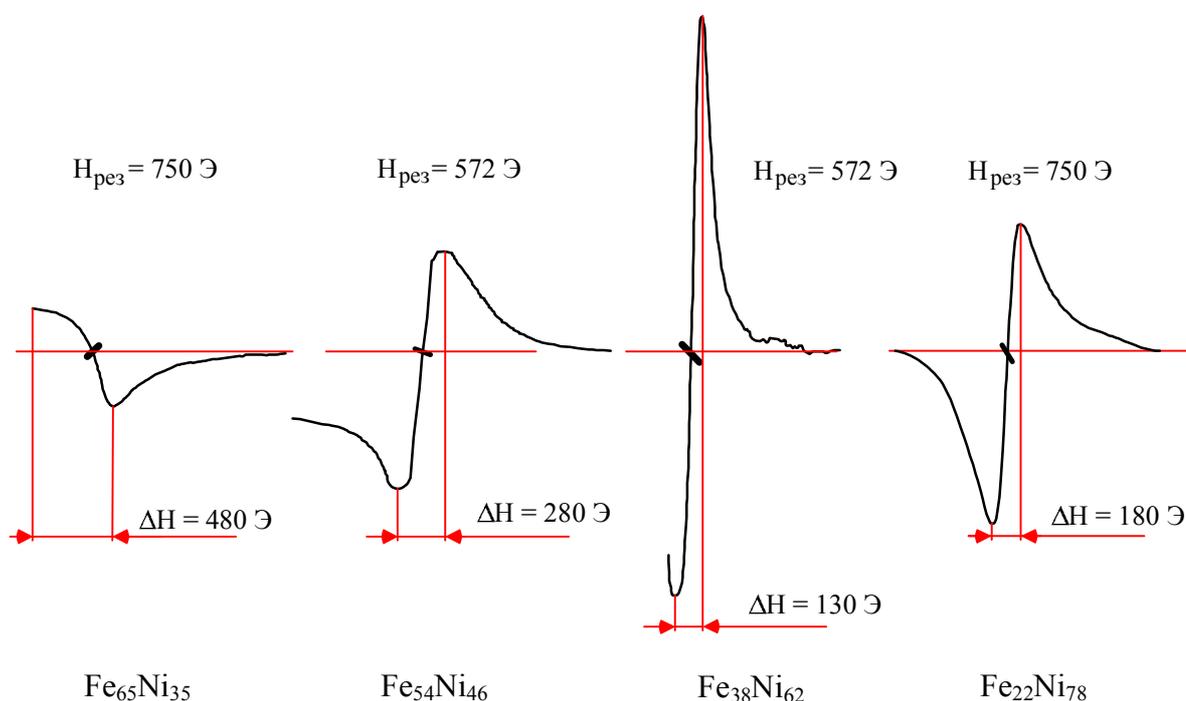


Рисунок 3.9 – Резонансные кривые для пленок, полученных методом химического осаждения

Резонансные кривые, измеренные для пленок, полученных методом химического осаждения, демонстрировали по одному пику, что свидетельствует о более равномерном распределении сплава в процессе получения.

Результаты анализа спектров ФМР, а именно: значения резонансных полей, а также величины ширины кривой резонансного поглощения, приведены на рисунках 3.10 и 3.11.

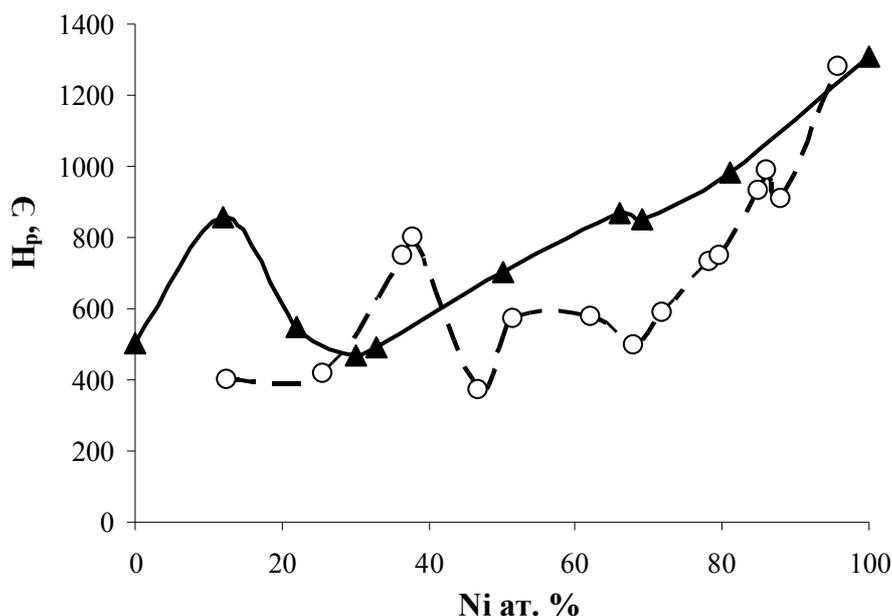


Рисунок 3.10 – Зависимость величины резонансного поля от концентрации Ni в Fe-Ni пленках для двух серий образцов. ▲ - образцы, полученные методом термического испарения; ○ - образцы, полученные методом химического осаждения

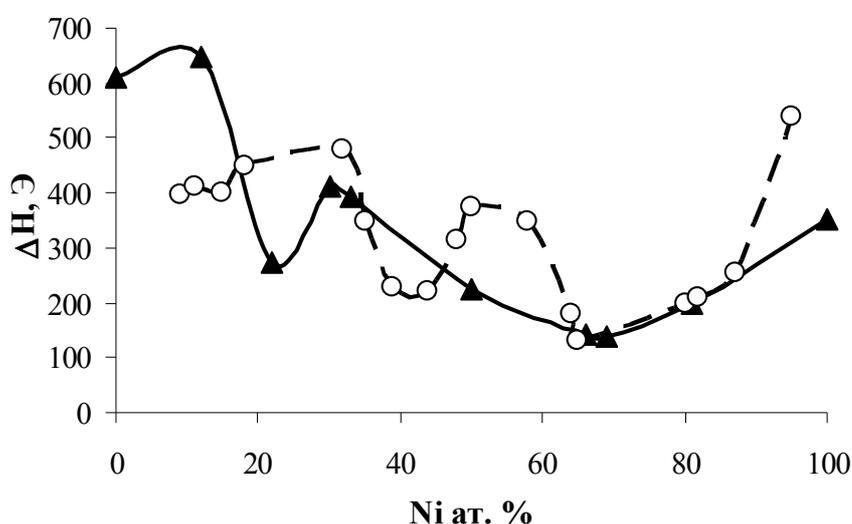


Рисунок 3.11 – Зависимость величины ширины кривой резонансного поглощения от концентрации Ni в Fe-Ni пленках для двух серий образцов. ▲ - образцы, полученные методом термического испарения; ○ - образцы, полученные методом химического осаждения

Зависимость резонансных кривых от содержания Ni имеет ряд отличительных черт. Обе серии образцов (как пленки, полученные методом термического испарения, так и пленки, синтезированные химическим осаждением) показали наличие точек максимума и минимума, но

при различных концентрациях Ni. В диапазоне от 50 до 100 ат. % Ni ход кривых достаточно хорошо совпадает.

Ширина резонансной кривой определяется процессами релаксации под воздействием микроскопических и макроскопических параметров. Значительно сильнее, чем микроскопические причины, на ширину резонансной кривой влияют «внешние» причины, создающие неоднородное эффективное магнитное поле внутри ферромагнитного образца [130]. Как хорошо известно (см. например [118]), наибольшую роль в процессах релаксации магнитных колебаний играют, по-видимому, следующие неоднородности:

- а) нарушения порядка в расположении магнитных ионов в узлах решетки, неоднородности химического состава образцов;
- б) нарушения постоянства направлений осей кристалла: поликристалличность и блочность;
- в) неоднородные упругие напряжения, в частности, вызванные дислокациями;
- г) «геометрические» неоднородности: поры, трещины, шероховатости поверхности образцов.

Еще Ван-Флек [131] отметил, что одной из причин расширения резонансных кривых при ферромагнитном резонансе в поликристаллах является разброс резонансных частот (или резонансных полей – при постоянной частоте) в различных кристалликах (зернах) вследствие разной ориентации их кристаллографических осей. Такой подход к магнитному резонансу в неоднородных средах получил название приближения независимых областей. Следует подчеркнуть, что в приближении независимых областей расширение резонансных кривых является результатом не какого-то дополнительного механизма релаксации, а просто различия условий резонанса в разных точках образца [118].

Сопоставление всех ранее приведенных данных (результаты рентгеноструктурного анализа, зависимость величины резонансных полей) с ходом зависимости ширины линии показывает тесную взаимосвязь происходящих структурных изменений в сплаве с измеренными магнитными параметрами. Особенно хорошо это заметно на образцах, полученных методом химического осаждения. Так, область с концентрацией Ni от 35 до 60 %, которая по данным рентгеноструктурного анализа обладает двухфазностью (ОЦК+ГЦК). Резонансные поля в данной области существенно меняются – здесь наблюдаются максимальные значения $H_p(x)$ - минимальные значения $H_p(x)$ (что, скорее всего, связано с инвариантной областью); ширина линии ФМР $\Delta H(x)$ в этой области также демонстрирует точки экстремумов, на кривой $f(x)$.

3.3 Спин-волновой резонанс в Fe-Ni пленках, идентификация магнитных неоднородностей методом спин-волновой спектроскопии

Условия возникновения спин-волнового резонанса, описанные в разделе 2.3.2, предполагали ориентацию внешнего поля H ортогонально относительно плоскости пленки. Применение определенных технологических приемов при изготовлении пленок позволили наблюдать спектры СВР на всех образцах обеих серий. Резонансные кривые СВР пленок отдельных составов представлены на рисунках 3.12 и 3.13.

Как уже описывалось ранее (раздел 2.3.2) СВЧ-спектры пленок, при ориентации поля H ортогонально поверхности пленок, описываются для данной геометрии формулой Киттеля [45] следующего вида

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_n^\perp - 4\pi M_{eff} + \frac{2A}{M_s} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2.$$

Здесь $\eta = \frac{2A}{M_s}$ обменная жесткость. Регистрируемые спектры СВР позволяют экспериментально определить величину эффективной спин-волновой жесткости $\eta^{eff}(k)$ по формуле

$$\eta^{eff}(k) = \left(\frac{d}{\pi} \right)^2 \cdot \left(\frac{H_1 - H_n}{n^2 - 1} \right). \quad (3.1)$$

Для получения этого выражения используется формула Киттеля, однако предполагается, что теперь величина η не постоянная величина, а функция длины спиновой волны.

Зависимости $\eta^{eff}(k)$ для отдельных составов сплавов Fe-Ni пленок, полученных как методом термического испарения, так и методом химического осаждения, представлены на рисунках 3.14 и 3.15. Также на рисунках 3.14 и 3.15 представлены зависимости величины резонансного поля H_n от квадрата номера моды n . Представленные зависимости демонстрируют как соблюдение киттельевского дисперсионного соотношения, так и наличие модификаций $\omega(k^2)$. Различие в реализуемых модификациях наблюдается не только под влиянием изменения состава сплава, но также в зависимости от технологии синтеза пленок.

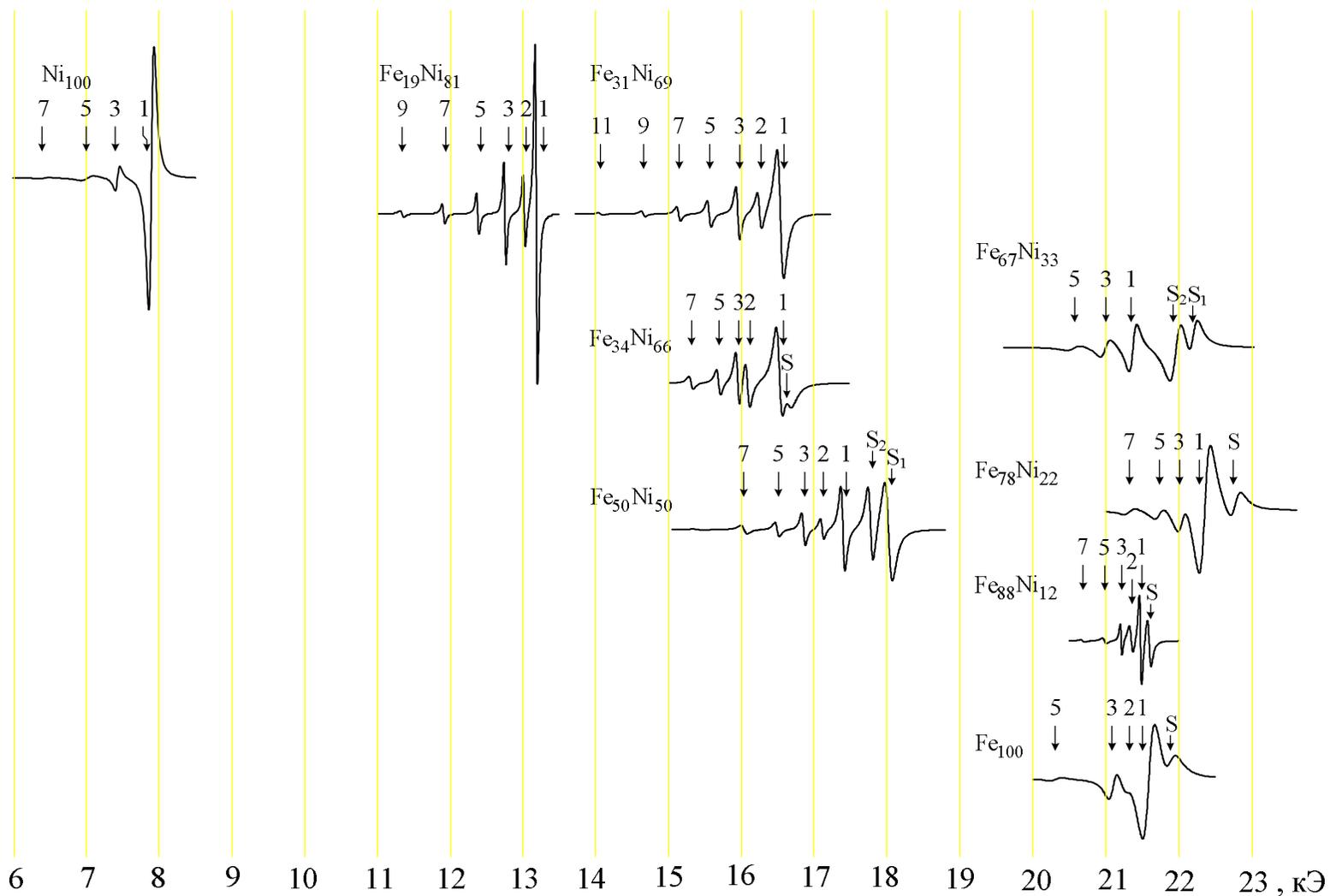


Рисунок 3.12 - Кривые СВР пленок сплавов Fe-Ni, полученных методом термического испарения. Цифрами указаны номера спин-волновых мод, значком S – поверхностные моды для случая закрепления типа $K_S < 0$

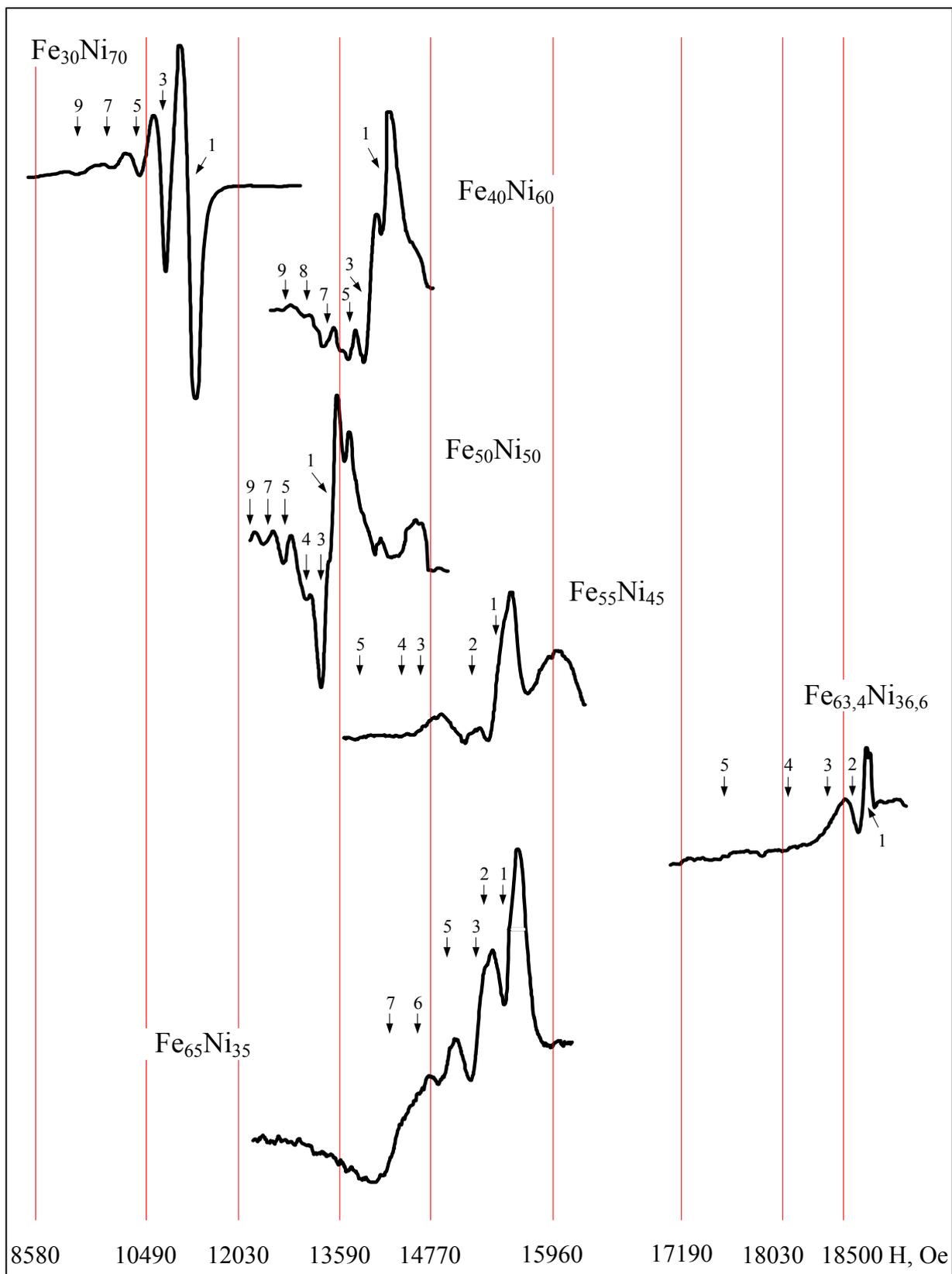


Рисунок 3.13 - Спектры СВР для пленок, синтезированных методом химического осаждения

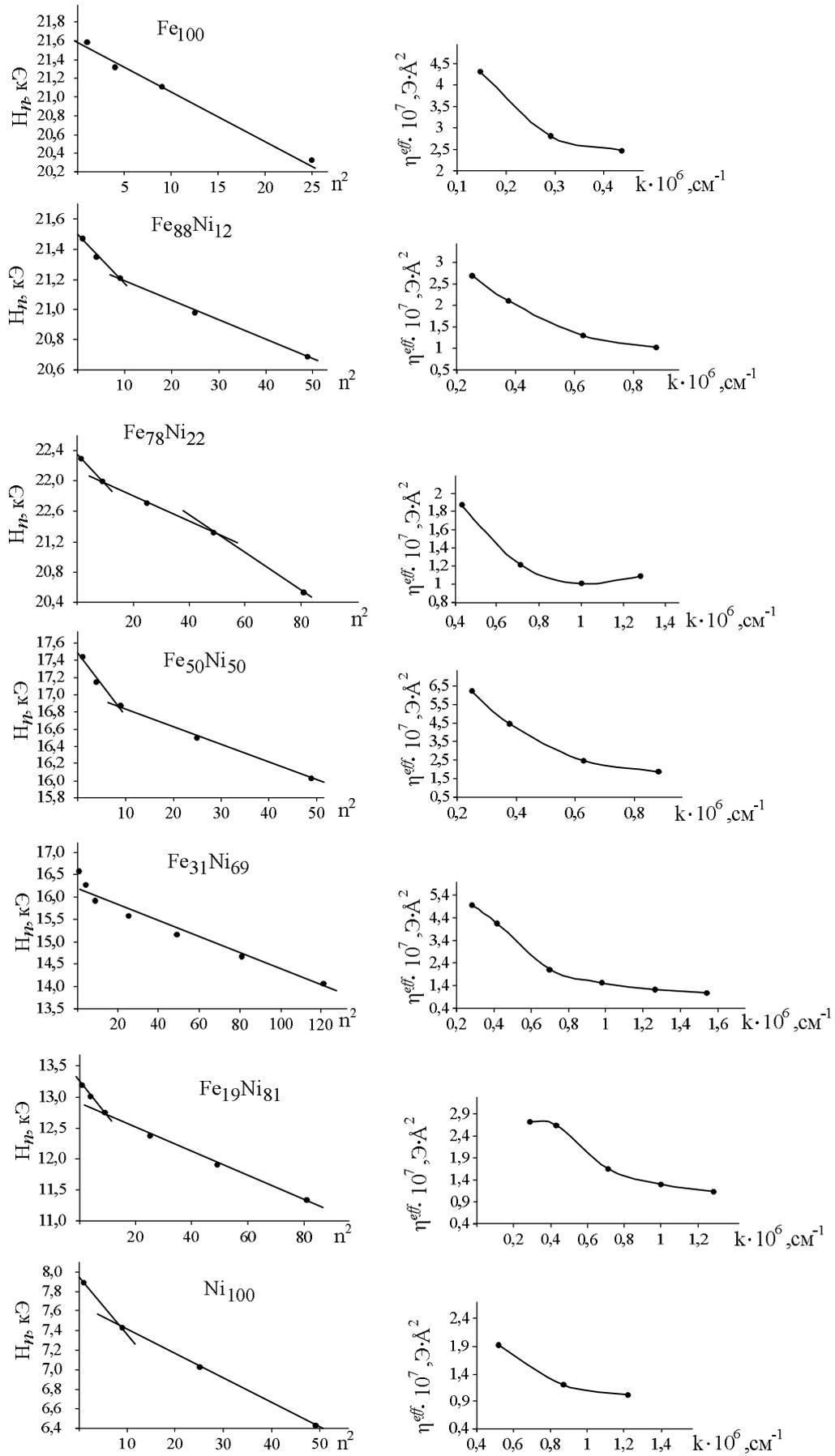


Рисунок 3.14 – Зависимости $H_n(n^2)$ и $\eta^{\text{eff}}(k)$ для Fe-Ni пленок, синтезированных методом термического испарения

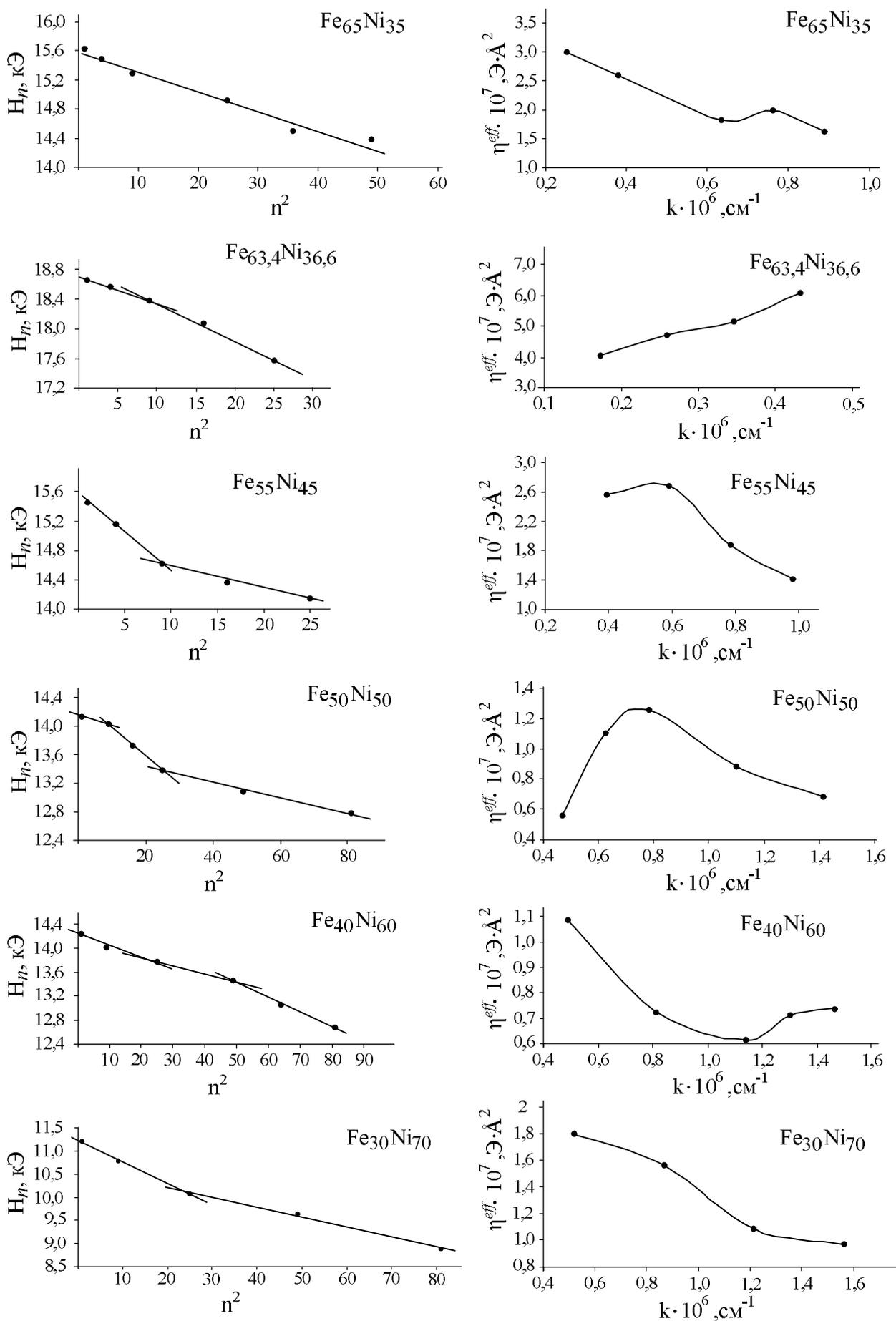


Рисунок 3.15 – Зависимости $H_n(n^2)$ и $\eta^{eff}(k)$ для Fe-Ni пленок, синтезированных методом химического осаждения

Согласно авторам работ [109, 132, 133] химические неоднородности ферромагнитных сплавов, проявляющиеся в законе дисперсии для спиновых волн $\omega(k^2)$, обнаруживают себя и на зависимости ширины линии спин-волновых мод $\Delta H_n(n)$ в этих сплавах. Используя этот факт, с целью более точной идентификации точек излома, а, следовательно, в дальнейшем и размеров магнитных неоднородностей, были построены зависимости $\Delta H_n(n)$ для исследуемых Fe-Ni пленок, которые представлены на рисунках 3.16 и 3.17. Необходимо отметить, что характер модификации кривых $\Delta H_n(n)$ не зависит ни от типа флуктуаций спиновых параметров, ни от характера их пространственного распределения [109, 132].

Методом корреляционной спин-волновой спектроскопии, развитом в работах [18, 20, 103], который позволяет по виду модификации закона спиновых волн определить доминирующий флуктуирующий параметр спиновой системы, были установлены флуктуации как обмена, так и намагниченности. Тип модификации для синтезированных сплавов Fe-Ni пленок представлены в таблице 3.3. Помимо этого, представлены также значения размеров магнитных неоднородностей, определяемых как $k_c = 1/r_c$, которые для пленок, синтезированных методом термического испарения, находятся в диапазоне от 20 до 30 нм, для пленок, полученных методом химического осаждения, - от 10 до 40 нм.

В рамках теории корреляционной спин-волновой спектроскопии по зависимостям $H_n(n^2)$ и $\eta^{eff}(k)$ были рассчитаны значения относительного среднеквадратичного отклонения γ_i флуктуирующего магнитного параметра, а также среднее значение $\langle \eta \rangle$ и дисперсия $\Delta \eta$ обменной жесткости. Эффективное значение обменной жесткости может быть представлено

$$\eta_{eff} = \langle \eta \rangle \cdot \left[1 - J_i(k) \cdot \left(\frac{\Delta \eta}{\langle \eta \rangle} \right)^2 \right], \quad (3.2)$$

где $\left(\frac{\Delta \eta}{\langle \eta \rangle} \right) = \gamma_{\alpha, m}$;

$J_i(k)$ - функция, оценивающая степень влияния размера магнитной неоднородности на обменную спиновую волну [5].

Для исследуемых образцов Fe-Ni пленок статистические магнитные параметры системы представлены в таблице 3.3.

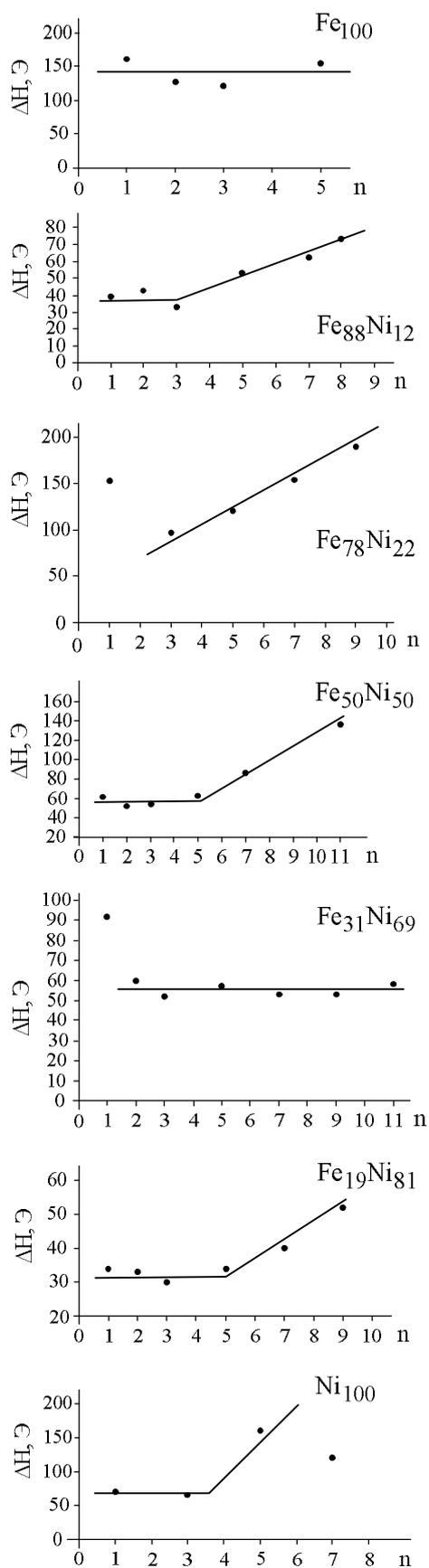


Рисунок 3.16 – Зависимость $\Delta H_n(n)$ для Fe-Ni пленок, полученных методом термического испарения

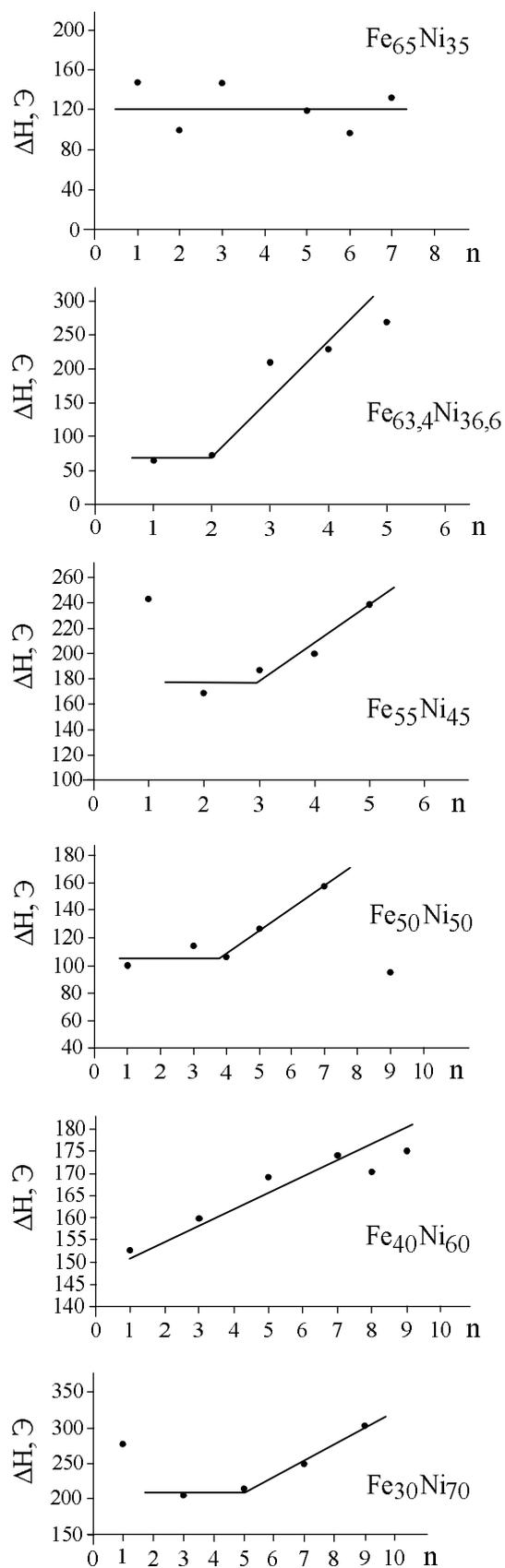


Рисунок 3.17 – Зависимость $\Delta H_n(n)$ для Fe-Ni пленок, полученных методом химического осаждения

Таблица 3.3 – Данные о типе флуктуирующего магнитного параметра и численные значения относительного среднеквадратичного отклонения γ_i , среднее значение $\langle \eta \rangle$ и дисперсия $\Delta \eta$ обменной жесткости

Химическое осаждение							Термическое испарение						
Состав	r_c , нм	Тип флуктуирующего магнитного параметра	γ_i	$\langle \eta \rangle \cdot 10^7$, $\text{Э} \cdot \text{А}^2$	$\Delta \eta \cdot 10^7$, $\text{Э} \cdot \text{А}^2$	K_s , эрг/см ²	Состав	r_c , нм	Тип флуктуирующего магнитного параметра	γ_i	$\langle \eta \rangle \cdot 10^7$, $\text{Э} \cdot \text{А}^2$	$\Delta \eta \cdot 10^7$, $\text{Э} \cdot \text{А}^2$	K_s , эрг/см ²
							Ni ₁₀₀		нет				
							Fe ₁₉ Ni ₈₁	~23	α	0,69	3,25	2,25	
Fe ₃₀ Ni ₇₀	~12	α	0,65	2,09	1,37		Fe ₃₁ Ni ₆₉		нет				
Fe ₄₀ Ni ₆₀	~10	M	0,53	1,12	0,59	0,509							
Fe ₅₀ Ni ₅₀	~14	M	0,56	1,13	0,64	0,366	Fe ₅₀ Ni ₅₀	~27	α	0,73	7,59	5,58	0,693/ 0,540
Fe ₅₅ Ni ₄₅	~18	α	0,52	2,81	1,45	0,674							
Fe _{63,4} Ni _{36,6}	~40	M	0,61	5,34	3,24	0,234							
Fe ₆₅ Ni ₃₅		нет				0,302							
							Fe ₇₈ Ni ₂₂	~23	α	0,66	2,17	1,43	0,7
							Fe ₈₈ Ni ₁₂	~27	α	0,69	3,18	2,19	0,337
							Fe ₁₀₀	~23	α	0,63	4,98	3,16	0,676

Экспериментальные значения резонансных полей при параллельной ориентации пленки во внешнем магнитном поле и резонансных полей главной моды (самого большого пика по интенсивности) при ортогональной ориентации позволили определить величину эффективной намагниченности M_{eff} образцов (смотри раздел 2.3.1 формула 18). Концентрационная зависимость эффективной намагниченности от содержания Ni в сплаве представлена на рисунке 3.18.

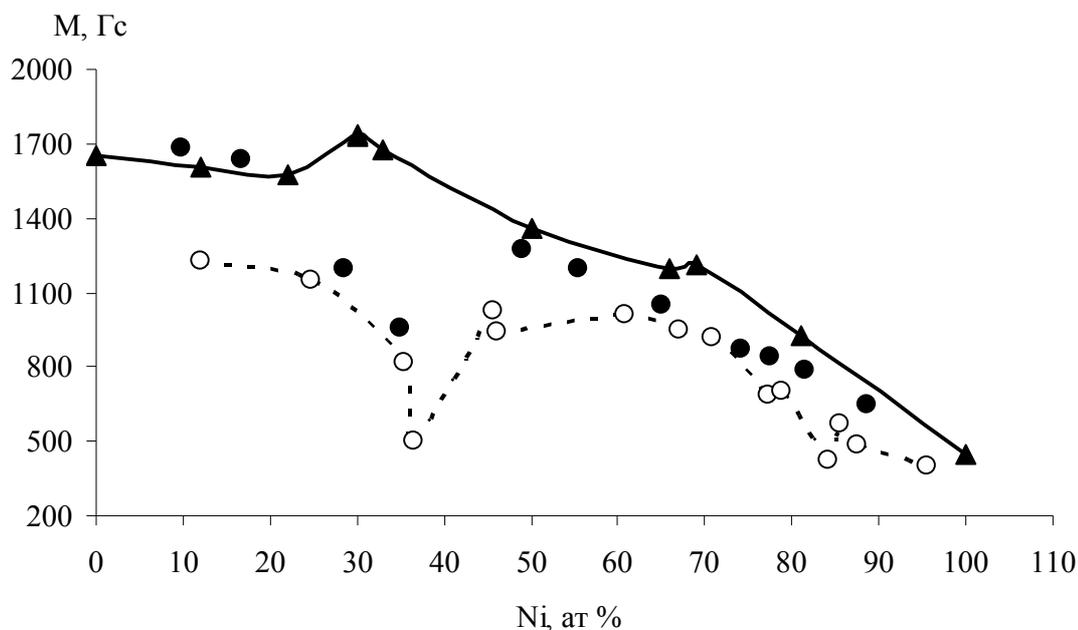


Рисунок 3.18 - Концентрационная зависимость эффективной намагниченности от содержания Ni. ▲ - образцы, полученные методом термического испарения; ○ - образцы, полученные методом химического осаждения, ● – образцы, исследованные в работе [110]

Построенные зависимости, в отдельных концентрационных диапазонах, демонстрируют явные отличия как в величине эффективной намагниченности, так и в ходе кривых для различных методов синтеза. В области от 35 до 45 ат. % Ni для пленок, полученных методом химического осаждения, наблюдается минимальное значение величины эффективной намагниченности, что связывается автором с реализацией инварного сплава. Данный концентрационный диапазон хорошо согласуется с результатами работ [134-136], а ход кривой с данными работы [110], также представленными на рисунке 3.18. В области от 50 до 100 ат. % Ni ход кривых и значения величины хорошо согласуются друг с другом.

Одним из основных преимуществ метода спин-волнового резонанса является простота определения величины константы обменного взаимодействия, которая может быть рассчитана согласно следующему выражению

$$A = M_{eff} \cdot \left(\frac{d}{2\pi}\right)^2 \cdot \frac{H_n - H_{n+1}}{(n+1)^2 - n^2}, \quad (3.3)$$

расчет этого параметра велся для длинноволновых значений волнового вектора. Концентрационная зависимость величины константы обменного взаимодействия от содержания Ni представлена на рисунке 3.19.

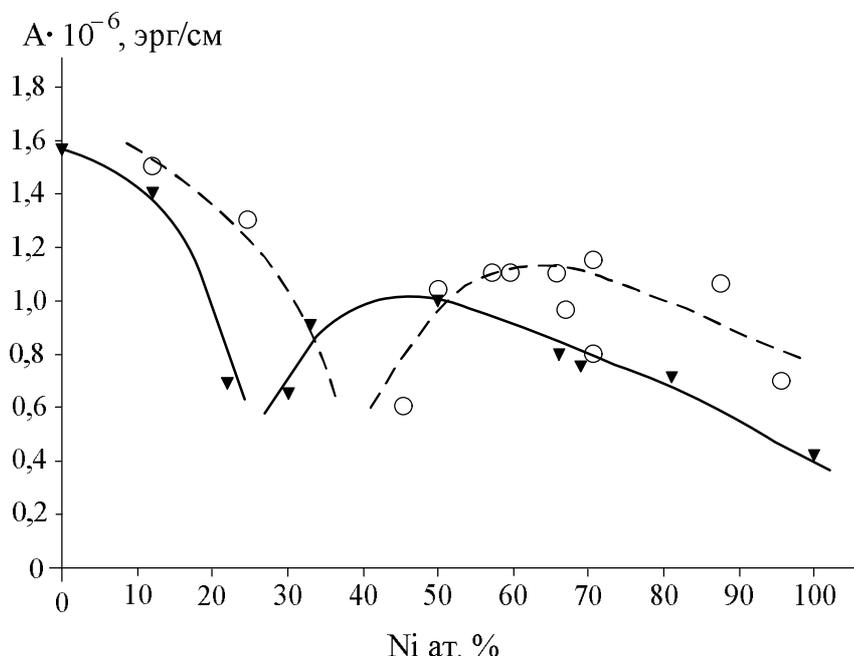


Рисунок 3.19 - Концентрационная зависимость константы обменного взаимодействия от содержания Ni; ▼ – для пленок, полученных методом термического испарения, ○ – для пленок, полученных методом химического осаждения.

Полученные значения величины A согласуются с результатами других авторов [110]. Ход кривых, представленных на рисунке 3.19, достаточно хорошо согласуется, а отличия в технологии синтеза образцов, по-видимому, обусловили сдвиг минимального значения по оси концентрации Ni.

Из спектров СВР также определяется параметр закрепления магнитного момента на поверхности. Константа поверхностной анизотропии описывается выражением:

$$|K_S| = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (H_S - H_1) M_{eff} \cdot A}. \quad (3.4)$$

Подставляя в (3.4) экспериментальные величины H_S , H_1 , M_{eff} , A для пленок системы Fe-Ni получим следующий результат: $K_S < 0$, модуль $|K_S|$ зависит от содержания Ni в пленке (смотри рисунки 3.20 и 3.21).

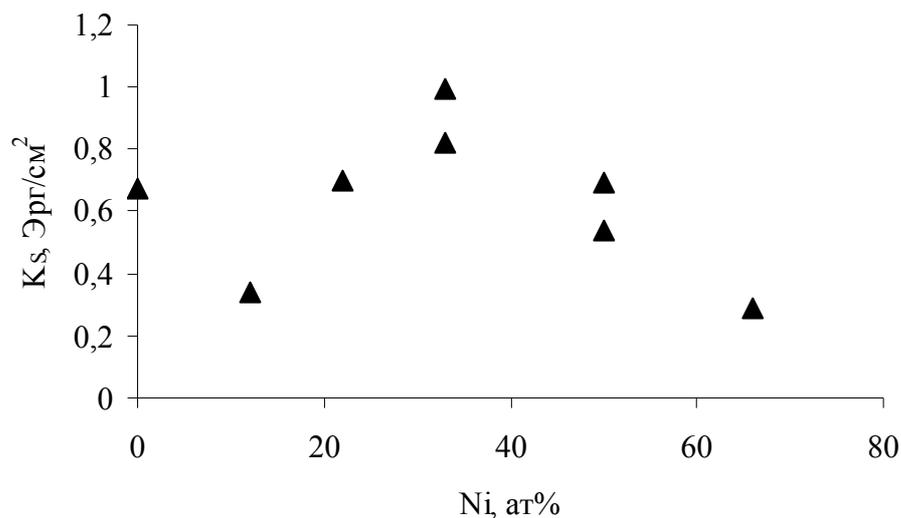


Рисунок 3.20 - Зависимость константы поверхностной анизотропии от содержания Ni для пленок, полученных методом термического испарения

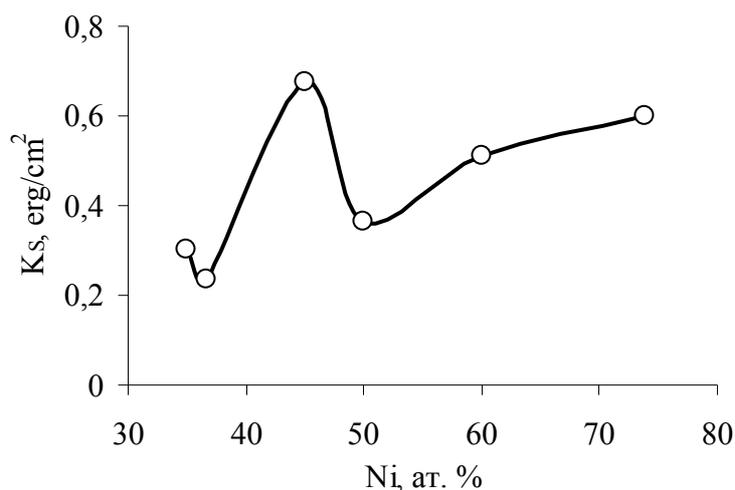


Рисунок 3.21 - Зависимость константы поверхностной анизотропии от содержания Ni для пленок, полученных методом химического осаждения

Выводы к главе 3

Проведено исследование структурных и магнитных характеристик нанокристаллических Fe-Ni пленок, синтезированных методами термического испарения и химического осаждения. Данные рентгеноструктурного анализа демонстрировали реализации в пленках как ОЦК, так и ГЦК атомной структуры. Пленки, синтезированные методом химического осаждения, в концентрационной области от 40 до 60 ат. % Ni проявили характерную двухфазность (ОЦК+ГЦК).

Измерения методом ферромагнитного резонанса для пленочных образцов, полученных методом термического испарения, фиксировали два резонансных пика. Автор связывает данное явление с наличием двух микроскопических областей в пленке с разными эффективными магнитными параметрами, что может быть обусловлено технологией синтеза. Пленки, полученные методом химического осаждения, характеризовались более равномерным распределением по магнитным параметрам (кривые ФМР демонстрировали один пик). Однако измерения ширины кривой резонансного поглощения свидетельствовали о существовании микроскопических магнитных неоднородностей в пленках при обоих методах синтеза.

Методом корреляционной спин-волновой спектроскопии установлены: размеры магнитных неоднородностей на наномасштабах, доминирующие флуктуирующие параметры спиновой системы, обуславливающие характерную модификацию дисперсионной кривой $\omega(k^2)$, а также стохастические характеристики ($\langle \eta \rangle$ и $\Delta \eta$). Регистрация на отдельных участках значений волнового вектора (до и после точек излома) соответствия дисперсионного соотношения квадратичному киттелевскому закону, говорит о синтезе структур с макроскопически однородными магнитными параметрами по толщине образца.

Глава 4 Исследование методом спин-волновой спектроскопии мультислойных Fe-Ni-P/Pd пленок и мультислойных пленок Co-P сплава

В данной главе представлены результаты исследования мультислойных ферромагнитных пленок методами ФМР и СВР. Исследования последних лет показали, что между ферромагнитными слоями, разделенными немагнитной прослойкой, существует обменное взаимодействие J_{ex} , квантовой природы, величиной и знаком которого можно управлять (при соответствующем подборе толщин индивидуальных слоев). Наличие J_{ex} формирует в мультислойной пленке единую в магнитном отношении спиновую систему. И, как оказалось, многие интегральные электрические и магнитные характеристики мультислойных структур определяются данным обменным взаимодействием [137]. Поэтому многие свойства таких планарных композиционных систем существенно отличны от аналогичных магнитных характеристик индивидуальных слоев.

В предыдущей главе было показано, что однослойные нанокристаллические Fe-Ni пленки характеризуются флуктуациями магнитных параметров на наномасштабах, которые регистрировались методом корреляционной спин-волновой спектроскопии как определенные модификации дисперсионного соотношения для обменных спиновых волн. В тоже время на макроскопическом масштабе, эти однослойные пленки представляли собой изотропную и однородную структуру, определяемую набором эффективных магнитных параметров.

Синтез (методом химического осаждения) мультислойных структур позволил получить системы с искусственно созданными анизотропными магнитными неоднородностями, периодическими по толщине $(Fe - Ni - P / Pd)_N$ пленки.

Спектры СВР в мультислойных пленках “ферромагнитный металл”/”неферромагнитный металл” ранее регистрировались в ряде работ: [138] на пленке $Ni_{81}Fe_{19}/Zr$, в [139] на пленке $Ni_{81}Fe_{19}/W_{90}Ti_{10}$, в [140] на пленке Co/Pt, в работе [141] на пленке Co/Pd, в работе [142] на пленке NiFe/DyCo/NiFe. Регистрация спектра СВР в таких структурах свидетельствует о возбуждении в них переменным электромагнитным полем стоячих обменных спиновых волн (СВ). Существование мод СВР обусловлено прохождением обменных спиновых волн через слои неферромагнитного металла. Последнее означает, что в промежуточных слоях существует магнитный момент и парциальное обменное взаимодействие, т.е. осуществляется поляризация этих слоев в мультислойной структуре (при их ограниченной толщине).

По результатам исследований методом СВР $(\text{Fe} - \text{Ni} - \text{P/Pd})_N$ пленок было установлено: что в диапазоне значений волнового вектора ($k \sim 10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$) в модулированных структурах Fe-Ni-P/Pd возбуждаются обменные СВ; эти спиновые волны обладают энергиями, определяемые началом первой квазизоны Бриллюэна, и удовлетворяют зависимости $H_n \sim n^2$, что позволяет провести их описание дисперсионным соотношением вида $\omega \sim k^2$. Из анализа регистрируемых спектров СВР были определены величины парциальной обменной константы A_{Pd} для спиновой волны, распространяющейся через поляризованные металлические слои Pd. Вычисленные значения эффективной и парциальной обменной константы использовались для расчета статистических параметров системы: среднего $\langle A \rangle$ и дисперсии ΔA обменной константы.

Параметры синтеза мультислойных пленок Co-P сплава позволили регистрировать методом СВР модификацию зависимости $H_n \sim n^2$, обусловленную формированием 1-ой квазизоны Бриллюэна. Проведенный в последствие отжиг данного магнетонного кристалла привел к формированию макроскопически однородной пленки Co-P сплава, с флуктуациями на наномасштабе.

4.1 Характеристика образцов, используемых для СВЧ – исследований

Химически модулированная структура $[\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x(t)/\text{Pd}(1\text{нм})]_N$ изготавливалась путем варьирования концентрации переходных металлов. Содержание фосфора в сплаве Fe-Ni составляло 2 ат. %.

Исследование резонансными методами проводилось на двух сериях образцов, отличающихся друг от друга содержанием Ni в сплаве Fe-Ni и толщиной индивидуальных слоев Fe-Ni. Толщина прослойки Pd для обеих серий составляла примерно 1 нм. Первая серия была выполнена при содержании Ni 68 ат. % в сплаве Fe-Ni для двух толщин индивидуальных слоев данного сплава: 3 и 6 нм. Концентрация Ni, во второй серии, составляла 80 ат. %, толщины индивидуальных слоев Fe-Ni сплава – примерно 8,5 и 11,9 нм. Толщины слоев сплавов для каждой пленки были одинаковы, изменения выполнялись в отдельных

синтезируемых пленках. Общее количество слоев варьировалось от 20 до 50 ($N = 10\div 25$), что обеспечивало интегральную толщину пленок в диапазоне от 100 до 180 нм.

Сплавы Fe-Ni с концентрацией Ni в области 80 ат.% обладают нулевым значением величины константы магнитострикции, тогда как в сплавах при 68 ат.% Ni этот же параметр составляет $-18 \cdot 10^{-6}$ [119]. Синтез структур с малыми значениями величины константы магнитострикции позволит значительно уменьшить вклад упругих напряжений в спиновую систему.

4.2 ФМР в мультислойных пленках Fe-Ni-P/Pd

На спектрах ФМР при параллельной ориентации образцов во внешнем магнитном поле для мультислойных пленок Fe-Ni-P/Pd наблюдался один пик. Резонансные кривые ФМР для каждой исследуемой серии представлены на рисунке 4.1.

Используя значения резонансных полей спектров, снятых в двух геометриях эксперимента: внешнее поле параллельно (H_{\parallel}) и ортогонально (H_{\perp}) плоскости пленок (в перпендикулярной геометрии эксперимента для расчета используется резонансное поле пика наибольшего по интенсивности - главной моды резонансного спектра), значения эффективной намагниченности пленочных образцов находятся по формуле

$$M_{eff} = \frac{2 \cdot H_{\perp} + H_{\parallel}}{2} - \sqrt{\left(\frac{2 \cdot H_{\perp} + H_{\parallel}}{2}\right)^2 - (H_{\perp}^2 - H_{\parallel}^2)}. \quad (4.1)$$

Вычисленные величины M_{eff} сведены в таблицу 4.1. Также в этой таблице представлены величины M_{eff} для монослоев с концентрацией Fe-Ni сплава близкой к той, которая использовалась в мультислойных структурах.

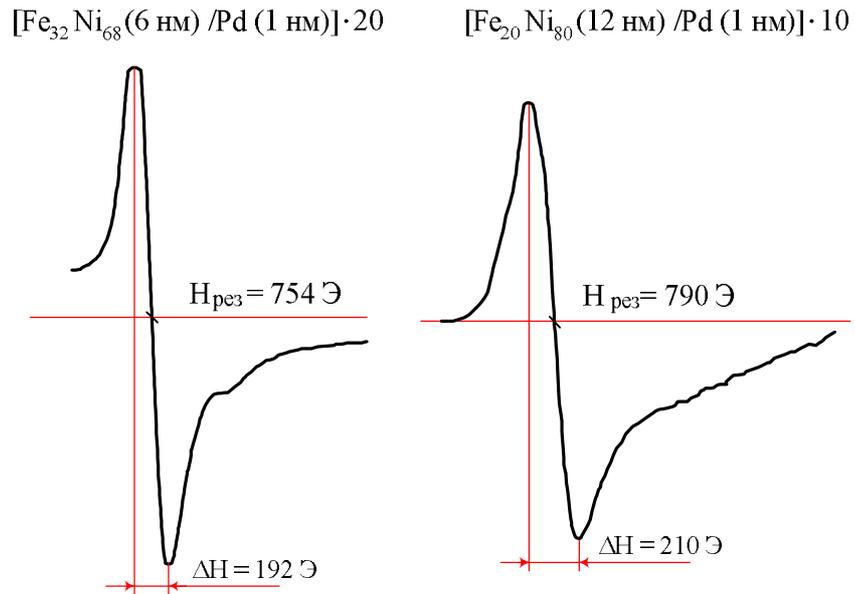


Рисунок 4.1 – Спектры ФМР

Таблица 4.1 – Величины: H_{\parallel} , ширины кривой резонансного поглощения при данной геометрии и M_{eff}

	Количество слоев	$H_{рез}$, Э	ΔH , Э	M_{eff} , Гс
Монослой $Fe_{35,4}Ni_{65,6}$ (≈ 364 Å)	1	480	180	820
$Fe_{32}Ni_{68}$ (6 нм)/Pd (1 нм)	40	754	192	895
$Fe_{32}Ni_{68}$ (6 нм)/Pd (1 нм)	50	630	225	886
$Fe_{32}Ni_{68}$ (3 нм)/Pd (1 нм)	50	902	250	696
Монослой $Fe_{21,2}Ni_{78,8}$ (≈ 222 нм)	1	750	200	700
$Fe_{20}Ni_{80}$ (8,5 нм)/Pd (1 нм)	28	730	250	867
$Fe_{20}Ni_{80}$ (11,9 нм)/Pd (1 нм)	20	790	210	874

Серия пленок $Fe_{32}Ni_{68}$ (6 нм)/Pd (1 нм) была выполнена при различном количестве слоев: 40 и 50. Величины эффективной намагниченности для данных образцов не значительно отличаются друг от друга, но примерно на 20 % больше данной величины при толщине индивидуального слоя Fe-Ni сплава 3 нм. Также можно отметить, что по величине M_{eff} образец $Fe_{32}Ni_{68}$ (3 нм)/Pd (1 нм) на 15 % отличается от монослоя. Это понижение величины эффективной намагниченности при толщине ферромагнитного слоя порядка 3 нм может быть связано как с изменением распределения внутренних напряжений при уменьшении толщины индивидуальных слоев, так и с переходом в гранулированное состояние индивидуальных ферромагнитных слоев мультислойных пленок [143, 144].

Для серии с содержанием 80 ат. % Ni в Fe-Ni сплаве величина эффективной намагниченности превышает значение для монослоя на 25 %, увеличение данной величины по сравнению с однослойной пленкой также наблюдается и для пленок $\text{Fe}_{32}\text{Ni}_{68}$ (6 нм)/Pd (1 нм) и составляет примерно 10 %.

Ширина линии ФМР имеет величину характерную для ферромагнитных сплавов и не претерпевает значительных отклонений от аналогичной характеристики монослоев (по данным главы 3 для однослойных Fe-Ni пленок при используемых в мультислойных пленках концентрациях Ni ширина линии минимальна).

4.3 СВР в мультислойных пленках Fe-Ni-Pd

Измерения спектров СВР проводилось на стандартном спектрометре ЭПА-2М с частотой 9,2 ГГц при перпендикулярной геометрии образца во внешнем поле при комнатной температуре. Спектры СВЧ-поглощения пленок Fe-Ni-Pd демонстрировали хорошо идентифицируемые пики спин-волновых мод. На рисунке 4.2 представлены примеры резонансных кривых, измеренных для двух серий образцов.

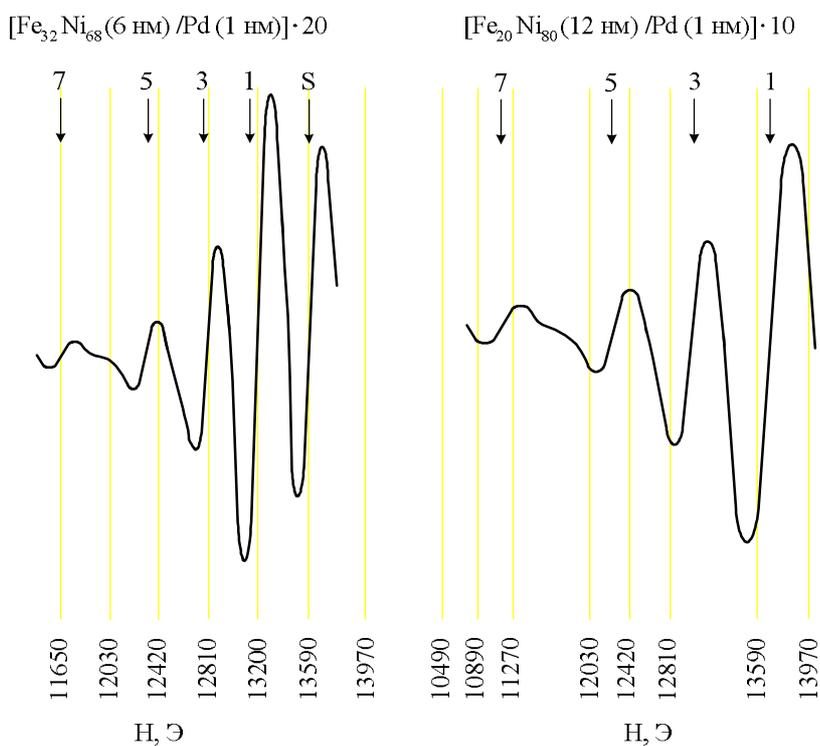


Рисунок 4.2 – Спектры СВР в мультислойных пленках Fe-Ni-Pd

Резонансные поля этих спин - волновых мод описываются выражением

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right) = H_n - 4\pi \cdot M_{eff} + \frac{2A_{eff}}{M_0} \cdot \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2, \quad (4.2)$$

где n - номер пика,

d – общая толщина пленки,

M_{eff} и A_{eff} - величина эффективной намагниченности и константа эффективного обмена, соответственно;

M_0 - величина намагниченности образца, определяемая измерением на магнетометре.

В данном случае значения резонансных полей H_n убывают прямо пропорционально квадрату номера моды n . Зависимости величины резонансного поля от квадрата номера моды спектров СВР, наблюдаемые в перпендикулярной геометрии эксперимента, представлены на рисунках 4.3 и 4.4.

По представленным на рисунках 4.3 и 4.4 зависимостям $H_n(n^2)$, дисперсионное соотношение не испытывает каких-либо модификаций. Подтверждением соблюдения киттелевского соотношения в распределении спин-волновых мод, также служат зависимости $\Delta H(n)$ и $\eta^{eff}(k)$, представленные на рисунке 4.5 для двух образцов из каждой серии.

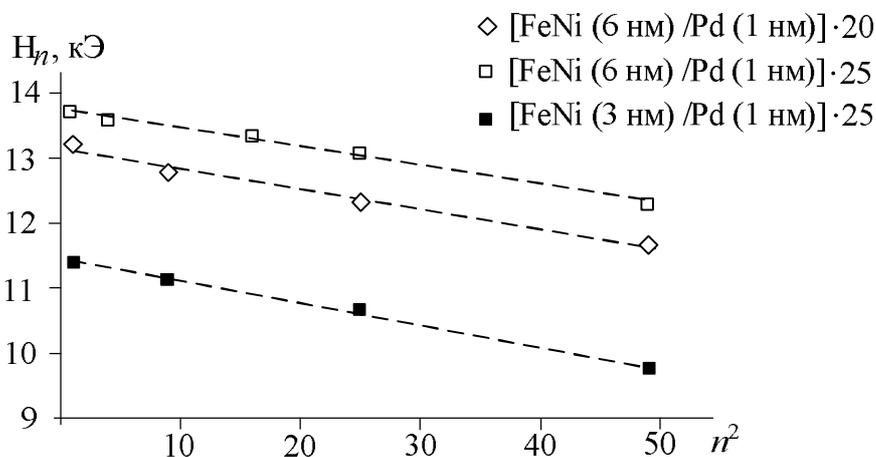


Рисунок 4.3 – Зависимость величины резонансного поля от квадрата номера моды для серии мультислойных пленок $[\text{Fe}_{32}\text{Ni}_{68}(x)/\text{Pd}(10 \text{ нм})] \cdot N$

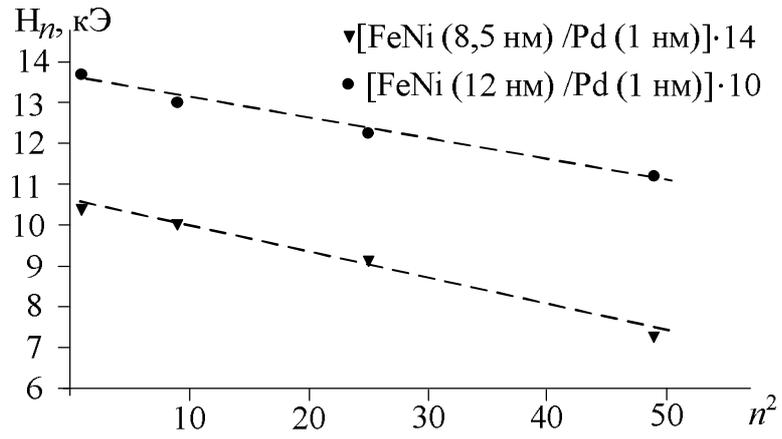


Рисунок 4.4 – Зависимость величины резонансного поля от квадрата номера моды для серии мультислойных пленок $[Fe_{20}Ni_{80}(x)/Pd(1 \text{ нм})] \cdot N$

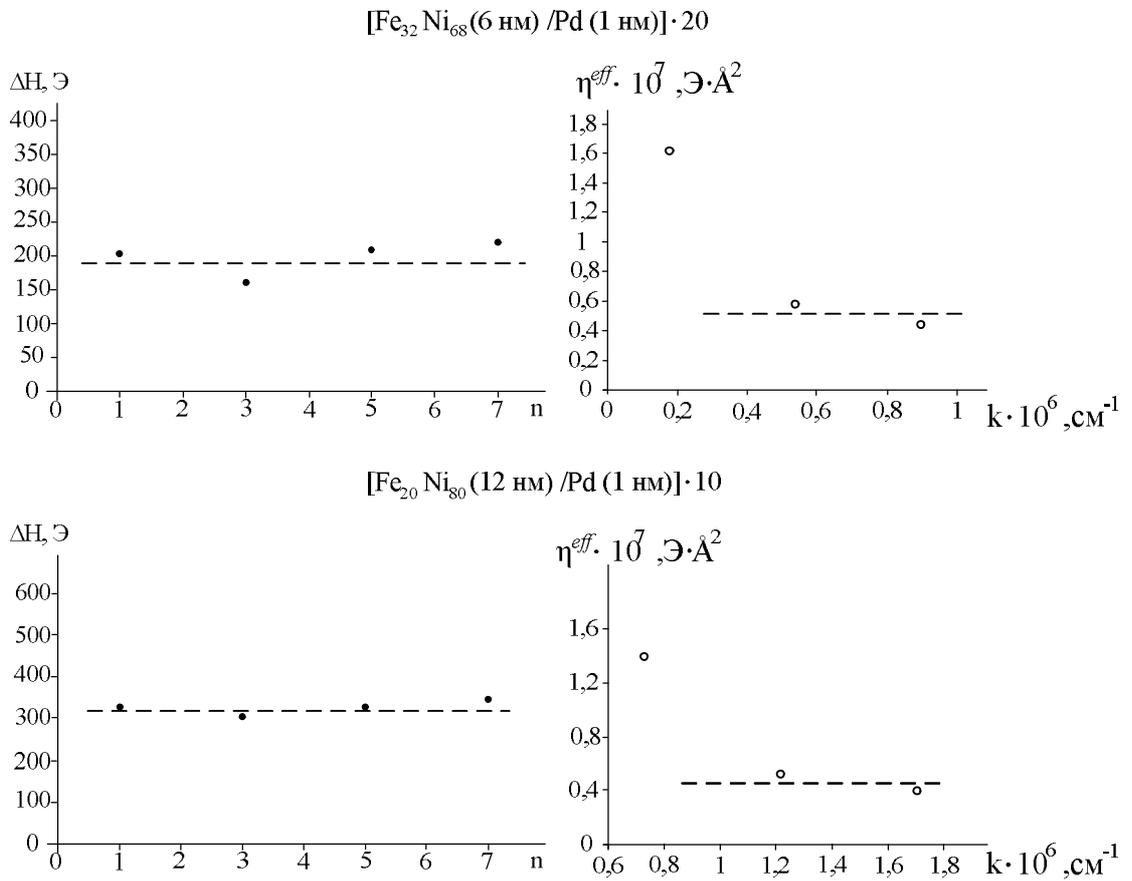


Рисунок 4.5 - Зависимости величины ширины кривой резонансного поглощения от номера моды и эффективной обменной жесткости от волнового вектора

По линейной зависимости $H_n(n^2)$ может быть определена величина эффективной константы обменного взаимодействия A_{eff} в соответствии с формулой

$$A_{eff} = \frac{M_{eff}}{2} \cdot \frac{H_i - H_j}{n_j^2 - n_i^2} \cdot \left(\frac{d}{\pi}\right)^2, \quad (4.3)$$

где d – общая толщина пленки;

i, j – номера пиков СВР.

Вычисленные значения A_{eff} приведены в таблице 4.2.

Экспериментальная регистрация спектра спин-волнового резонанса свидетельствует о распространении обменных спиновых волн по всей толщине образца, что означает их прохождение также и через слои неферромагнитного металла Pd. Последнее означает, что в слое Pd есть какой-то магнитный момент и некоторое парциальное обменное взаимодействие, т.е. свидетельствует о поляризации этих слоев Pd в мультислойной структуре соседними ферромагнитными слоями. Так как ферромагнитные слои в мультислойных пленках Fe-Ni-P/Pd отличаются по химическому составу, то и сами слои Fe-Ni-P сплава обладают разными A_{Fe-Ni} . Соответственно, групповая скорость распространения спиновых волн в слоях сплавов Fe-Ni-P и Pd будет различна (в слое Pd она должна быть меньше), и каждый тип слоев может быть охарактеризован своей парциальной величиной константы обменного взаимодействия. Поэтому константа обмена, вычисленная по формуле (4.3) для мультислойных пленок Fe-Ni-P/Pd является эффективной и зависит от величин парциального обменного взаимодействия, осуществляемого как в слоях Fe-Ni-P сплава, так и в слоях Pd. Следует отметить, что эффективная константа обмена в мультислойных пленках не является просто средней величиной между значениями данной величины для отдельных слоев [144].

Согласно теории распространения волн в средах с периодической слоистой структурой, разработанной С.М. Рытовым [145, 146] и адаптированной для случая распространения обменных спиновых волн в металлических мультислойных пленках [147], обратная величина эффективной константы обменного взаимодействия является средней величиной от обратных величин парциальных обменов в отдельных слоях, образующих данную мультислойную структуру

$$A_{eff}^{-1} = \langle A^{-1} \rangle. \quad (4.4)$$

Отсюда связь A_{eff} с парциальными обменами может быть выражена следующим образом

$$d/A_{eff} = d_1/A_1 + d_2/A_2 + \dots, \quad (4.5)$$

где d_1, d_2 и т.д. – толщины индивидуальных слоев различного состава в мультислойных пленках с константами обмена в них A_1 и A_2 , соответственно, и $d=d_1+d_2+\dots$ – период мультислойной пленки.

Значения вычисленных величин парциального обменного взаимодействия в поляризованных слоях Pd представлены в таблице 4.2 (парциальные величины A_{Fe-Ni} считаются равными реперным A_{Fe-Ni}). Приведенные значения A_{Pd} согласуются с величинами A_{Pd} , определенными из спектров СВР мультислойных структур Co/Pd ($A_{Pd} = 1 \cdot 10^{-7}$ эрг/см) [141] и существенно больше величин A_{Pt} установленными в [140] на мультислойной пленке Co/Pt ($A_{Co} = 1.3 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $A_{Pt} = 0.72 \cdot 10^{-8}$ эрг/см). Также в таблице 4.2 представлены значения средней величины $\langle A \rangle$ и дисперсии ΔA константы обменного взаимодействия, рассчитываемые согласно выражениям

$$\langle A \rangle = \frac{d_1 A_1 + d_2 A_2}{d_1 + d_2}, \quad (4.6)$$

$$A_{eff} = \langle A \rangle \left(1 - \left(\frac{\Delta A}{\langle A \rangle} \right)^2 \right). \quad (4.7)$$

Таблица 4.2 – Значения величины константы обменного взаимодействия

	Количество слоев	$A_{eff} \cdot 10^{-6}$ эрг/см	$A_{Pd} \cdot 10^{-6}$ эрг/см	$\Delta A \cdot 10^{-6}$ эрг/см	$\langle A \rangle \cdot 10^{-6}$ эрг/см
Монослой $Fe_{35,4}Ni_{65,6}$	1	0,96			
$Fe_{32}Ni_{68}$ (6 нм)/Pd (1 нм)	40	0,404	0,0902	0,601	0,836
$Fe_{32}Ni_{68}$ (6 нм)/Pd (1 нм)	50	0,656	0,226	0,413	0,855
$Fe_{32}Ni_{68}$ (3 нм)/Pd (1 нм)	50	0,158	0,045	0,648	0,731
Монослой $Fe_{21,2}Ni_{78,8}$	1	0,76			
$Fe_{20}Ni_{80}$ (8,5 нм)/Pd (1 нм)	28	0,342	0,06	0,487	0,686
$Fe_{20}Ni_{80}$ (12 нм)/Pd (1 нм)	20	0,610	0,182	0,274	0,715

4.4 СВР в мультислойных пленках Co-P/Co-P

Сплавы, использованные при изготовлении мультислойных Co-P пленок, характеризовались следующими параметрами: ГЦК-Co состав $Co_{93}P_7$ и аморфной структурой $Co_{90}P_{10}$ сплав. Изменением содержания фосфора в индивидуальных смежных слоях в синтезируемых структурах удалось достичь ступенчатого профиля (рисунок 4.6) такого магнитного параметра спиновой системы как константа обменного взаимодействия.

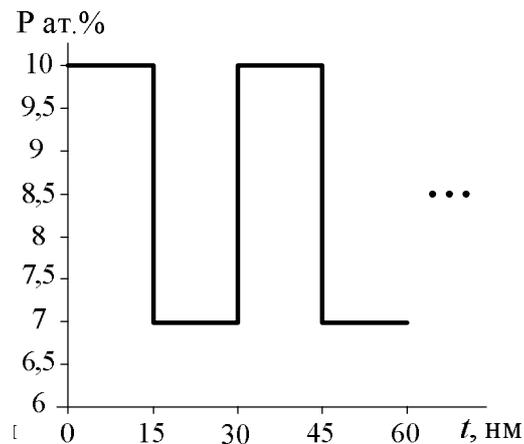


Рисунок 4.6 – Ступенчатый профиль при манипуляции содержания фосфора

Подобные манипуляции были реализованы на многослойных пленках $[Co_{90}^{am}P_{10}(15 \text{ нм})/Co_{93}^{крист}P_7(15 \text{ нм})]_7$, которые представляют собой периодические изотропные структуры, и их спектр должен иметь зонный характер с разрешенными и запрещенными значениями энергий (раздел 1.3). Края зоны Бриллюэна определяются волновым вектором ($k_b = \pi/(d_1 + d_2)$) ($(d_1 + d_2)$ - период одномерной модуляции), который в рассматриваемой структуре входит в диапазон значений измеряемых волновых векторов, и тем самым, была сформирована первая квазизона Бриллюэна на 7 моде. Модификация спектра обменных спиновых волн, обусловленная образованием первой квазизоны Бриллюэна в одномерном магнетонном кристалле, сформированным периодической модуляцией обмена, регистрировалась методом СВР. На рисунке 4.7 представлены спектры СВР Co-P пленки непосредственно сразу после получения и после отжига в течение 1 часа при температуре 300 °С. Идентификация пиков производилась с учетом их интенсивностей.

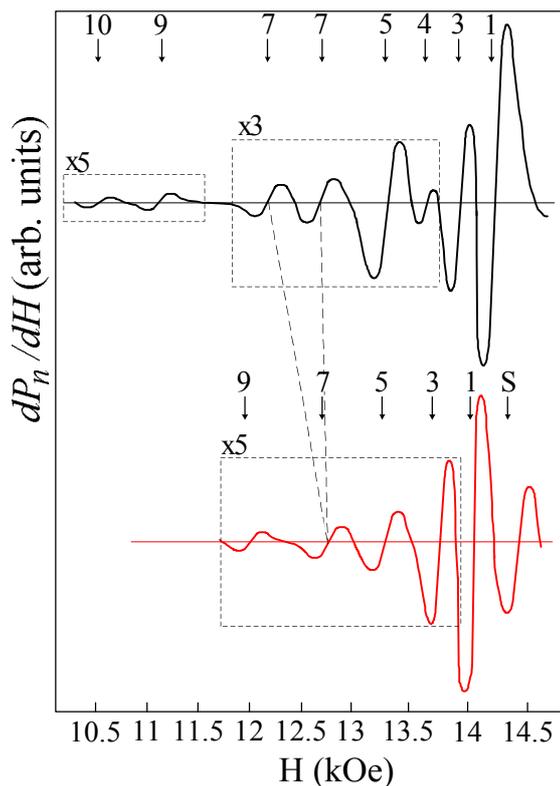


Рисунок 4.7 - Спектр СВР $[\text{Co}^{\text{AM}}(150 \text{ \AA})/\text{Co}^{\text{KP}}(150 \text{ \AA})]_7$

Представленная на рисунке 4.7 идентификация номеров спин-волновых мод позволила определить величины эффективной спин-волновой жесткости η , зависимости которых до (черная сплошная линия) и после (красная пунктирная) отжига от номера моды демонстрирует рисунок 4.8 б.

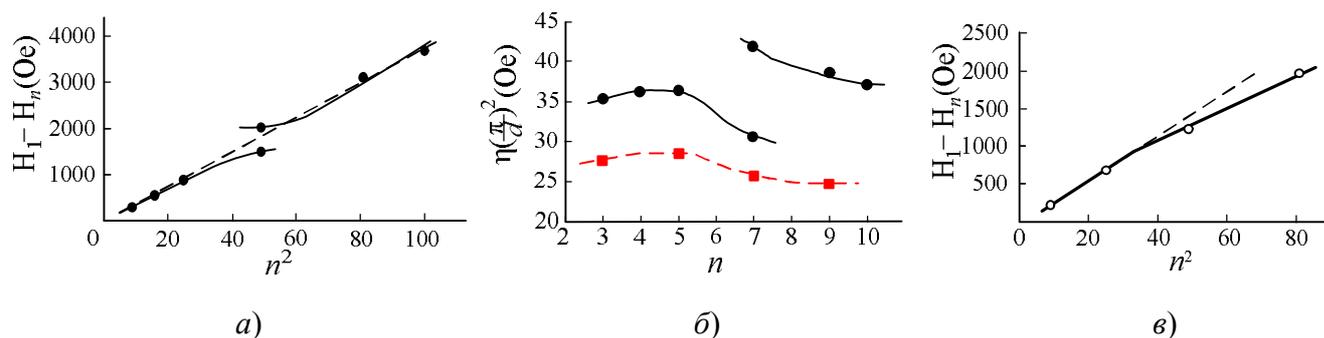


Рисунок 4.8 - а) Зависимость положения резонансного поля H_n от квадрата номера моды n^2 ; б) зависимость величины спин-волновой жесткости $\eta(\pi/d)^2$ от номера спин-волновой моды n мультислойной пленки $[\text{Co}^{\text{AM}}(15 \text{ нм})/\text{Co}^{\text{KP}}(15 \text{ нм})]_7$: ● – сразу после получения; ■ - после отжига в течение 1 часа при $T = 300^\circ\text{C}$; в) зависимость положения резонансного поля H_n от квадрата номера моды n^2 для отожженных образцов

Модификации законов дисперсии, которые демонстрируются на рисунках 4.8 *a* и 4.8 *в* через зависимость резонансных полей от квадрата номера моды, определяются различными факторами. Образование наблюдаемого дублета на 7 моде обусловлено формированием квазизоны Бриллюэна сверхрешетки для обменных спиновых волн в синтезируемой периодической структуре. Проведенный отжиг данного магнетного кристалла привел к формированию макроскопически однородной пленки Co-P сплава, с флуктуациями на наномасштабе. Таким образом, одномерная периодическая модуляция магнитного параметра заменяется на его изотропные флуктуации. Методом корреляционной спин-волновой спектроскопии был определен вид спектра (см. рисунок 4.8 *в*) и установлено, что представленная на рисунке 4.8 *б* зависимость $\eta(\pi/d)^2$ обусловлена неоднородностями обменного параметра, а масштаб этой неоднородности (корреляционный радиус r_c) составляет примерно 10 нм.

Выводы к главе 4

Проведено исследование динамических магнитных характеристик мультислойных пленок Fe-Ni и Co-P сплавов. Исследование, выполненное методом ФМР, при параллельной и перпендикулярной ориентации образца во внешнем магнитном поле позволило измерить величины резонансных полей ФМР и ширину линии ФМР, а также определить величину эффективную намагниченность в этих планарных композитах.

Регистрация спектров СВР в перпендикулярной геометрии эксперимента для мультислойных пленок Fe-Ni-P/Pd позволила установить:

- выполнение для них киттелевского соотношения $H_n \sim n^2$ (H_n - полевая координата спин-волновой моды, n – номер моды), что указывает на реализацию в этих мультислойных пленках закона дисперсии $\omega \sim k^2$ для обменных спиновых волн;
- величину эффективного обмена в этих композиционных материалах;
- величину парциального обменного взаимодействия A_{Pd} в поляризованных слоях Pd;
- такие статистические параметры системы как среднюю величину $\langle A \rangle$ и дисперсию ΔA константы обменного взаимодействия.

Измерения методом СВР мультислойных Co-P/Co-P пленок позволили:

- зарегистрировать спектр обменных волн с первой квазизоной Бриллюэна, обусловленной сформированными неоднородностями сверхрешетки на периодической структуре;

- методом корреляционной спин-волновой спектроскопии для отоженных образцов мультислойных Co-P пленок был установлен флуктуирующий магнитный параметр – обмен, а также определен корреляционный радиус – примерно 10 нм.

Глава 5 Исследование методом спин-волновой спектроскопии градиентных пленок [Co_xP_y]_N и [Co_xNi_y]_N

Как известно, спиновая волна может рассматриваться как квазичастица – магнон, и, согласно классическим представлениям, при дисперсионном соотношении вида $\omega(k^2)$, энергия стоячей когерентной спиновой волны пропорциональна квадрату номера квантового уровня (n^2): $E \sim n^2$. Реализация подобных собственных значений энергии возможна для электрона, описываемого уравнением Шрёдингера, в случае распределения потенциальной энергии в виде бесконечной прямоугольной ямы. Сопоставление с уравнением Шредингера, приводит к пониманию того, что и в решениях уравнения движения намагниченности возможны иные реализации: $E \sim n$ (задача о гармоническом осцилляторе) или $E \sim n^{2/3}$ (свободное падение частицы вблизи земной поверхности). Получить данные решения можно заданием определенного вида зависимости потенциальной энергии от координаты, которой можно сопоставить толщину пленки. Сама же потенциальная энергия эквивалентна некому внешнему полю H_0 , управление которым можно производить через магнитные параметры системы: намагниченность, либо обмен.

В предыдущих разделах работы (главы 3 и 4) были представлены реализации систем со случайными неоднородностями различных магнитных спиновых параметров, которые представляют собой случайные стационарные функции координат. Для исследованных систем были характерны малые отклонения магнитного параметра от своего среднего, что позволяло использовать метод малых возмущений для описания распространения волн намагниченности по толщине образца [21].

Иной класс задач возникает в квазистационарных системах с крупномасштабными неоднородностями, когда рассматриваются случайные процессы со стационарными приращениями. Мы ограничиваемся двумя классами данных задач. Первый, среднее значения приращения стационарно и в этом случае среднее значение самой случайной величины описывается линейной зависимостью от координаты (первой приращение). Второй класс, относится к системам, в которых среднее значение описывается полиномом второй степени (второе приращение) [21]. Реализация подобных систем возможна на слоистых пленках, представляющие собой композиционно-модулированные структуры. Синтез подобных структур позволяет произвести изменение по толщине пленки величины одного из спиновых параметров системы, в связи с чем, данные пленки были названы нами градиентными.

Экспериментальная регистрация спектров СВР для слоистых $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ и $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленок позволяет ставить вопрос о возможном развитии теории спин-волновой спектроскопии на системы, в которых флуктуации магнитных параметров рассматриваются как случайные функции со стационарными приращениями (первыми и вторыми).

5.1 Характеристика образцов, используемых для СВЧ – исследований

Синтез исследуемых градиентных пленок проводился методом химического осаждения. Для создания градиентной структуры были выбраны сплавы Co-P и Co-Ni. Экспериментальные образцы представляют собой многослойные структуры с примерно одинаковой толщиной отдельных индивидуальных слоев, в которых варьировались либо содержание фосфора, либо содержание никеля. Выбор концентрационного диапазона как P, так и Ni производился для доминирования в сплаве только одного магнитного спинового параметра системы – намагниченности или обмена.

Исследованию пленок Co-P сплавов, описанию зависимости их магнитных характеристик (и структурных превращений) от содержания фосфора посвящено значительное количество работ [77, 109, 148-152]. Результаты, проведенных ранее исследований, позволяют говорить об изменении фазового состояния (с кристаллического на аморфное), смене типа решетки (ГПУ на ГЦК) при увеличении содержания P в сплаве Co-P, а также о большой чувствительности функциональной зависимости константы обменного взаимодействия от концентрации P в диапазоне 0-10 ат.% к модификациям структуры магнитного материала (смотри рисунок 5.1) [150, 152]. В то же время в диапазоне содержания фосфора, от 5 до 10 атомарных процентов, согласно данным работы [151], намагниченность в пленках Co-P может считаться постоянной величиной (смотри рисунок 5.2).

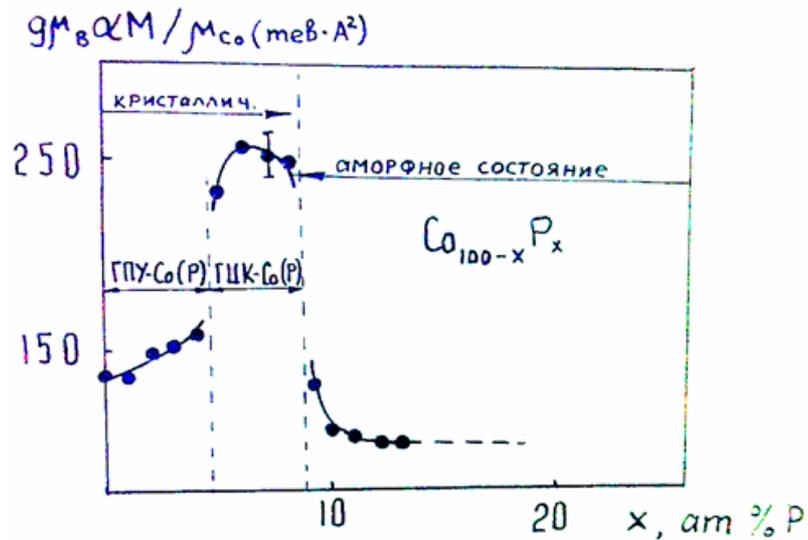


Рисунок 5.1 – Диаграмма состояний Co-P сплавов, построенная в переменных обмен – концентрация [152]

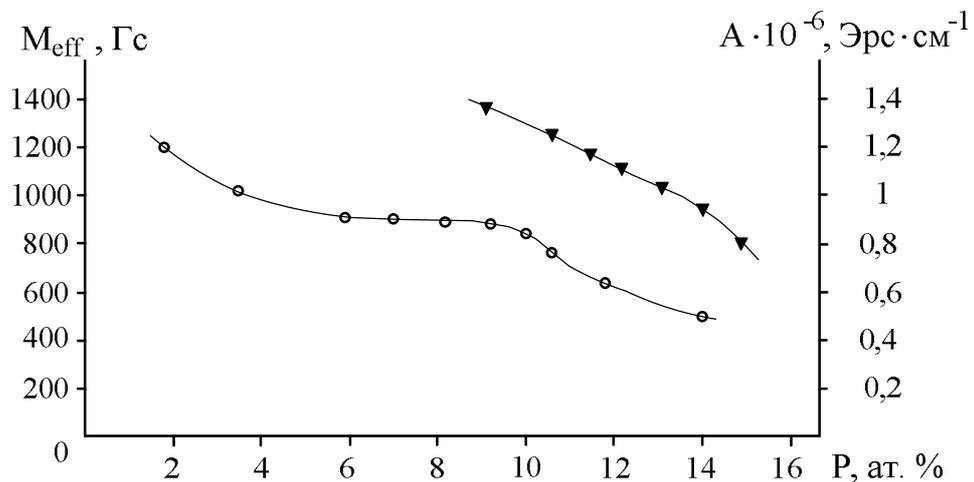


Рисунок 5.2 – Концентрационная зависимость величины эффективной намагниченности (○) и константы обменного взаимодействия (▼) от содержания фосфора в однослойных пленках Co-P

Исследования дисперсионного закона методом корреляционной спин-волновой спектроскопии в Co-P пленках [109, 149, 153] показали, что наблюдаемый спектр СВР является киттелевским ($E \sim n^2$) с критической n_c : обменные спиновые волны с энергиями $E_n < E_{n_c}$ характеризуются большей обменной жесткостью η , чем спиновые волны с $E_n > E_{n_c}$, модификация обусловлена неоднородностями обмена.

В Co-P сплавах флуктуации магнитного параметра (обмена) вызываются только металлоидом – P, переход же к сплаву Co-Ni позволяет управлять величиной флуктуации намагниченности путем изменения концентрации Ni. Последнее было впервые

продемонстрировано в работах [77, 154]. В исследуемых пленках Co-Ni-P сплавов [154], в киттелевском спектре СВР, помимо «обменного» излома кривой $\omega(k^2)$, характерного для сплава Co-P, был также обнаружен эффект модификации кривой $\omega(k^2)$, обусловленной флуктуациями намагниченности. Экспериментальные дисперсионные кривые в координатах $[H_1 - H_n, n^2]$ для пленок сплава $(Co_{82}Ni_{18})_{94}P_6$, отличающихся толщиной, представлены на рисунке 5.3.

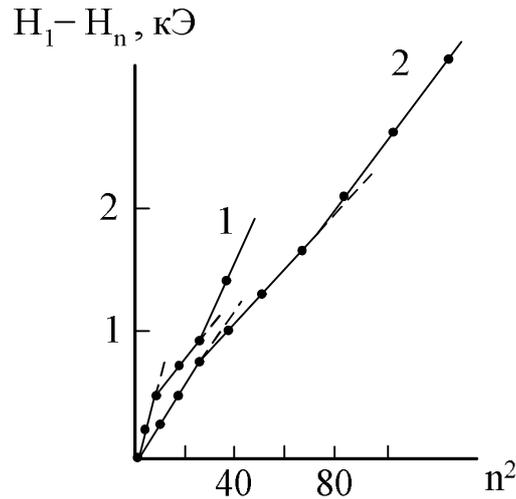


Рисунок 5.3 – Зависимость разности резонансных полей $H_1 - H_n$ от n^2 для двух пленок сплава $(Co_{82}Ni_{18})_{94}P_6$ разных толщин. Кривая 1- $d_1 = 160$ нм, кривая 2 - $d_2 = 300$ нм [77]

Основываясь на представленных выше концентрационных зависимостях, а также на выявленной взаимосвязи между видом модификации дисперсионного соотношения и главным флуктуирующим магнитным параметром в спиновой системе [5, 18], были выбраны составы для искусственного формирования градиентных структур с заданным распределением магнитного параметра (обмена, либо намагниченности) по толщине ферромагнитной пленки с целью формирования определенного вида магнитного потенциала в волновом уравнении для спиновых волн. Данные об образцах со специально сформированным изменением магнитных параметров представлены в таблице 5.1.

Таблица 5.1 – Реализуемые структуры слоистых пленок Co-P и Co-Ni сплавов

Параметры образцов	Количество слоев											Толщина образца, нм
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
Градиентная пленка $[Co_xP_y]_N$												
Образец 1												
Содержание P, ат.%	9,3	8,8	8	7,6	7	7,6	8	8,8	9,3			
Примерная толщина отдельного слоя, нм	27	28	28,5	27,5	27,6	27,5	28,5	28	27			249,6
Образец 2												
Содержание P, ат.%	9,3	8,8	8	7,6	7	7,6	8	8,8	9,3			
Примерная толщина отдельного слоя, нм	30	35	38	38,5	36	38,5	38	35	30			319
Образец 3												
Содержание P, ат.%	7	7,6	8	8,8	9,3	8,8	8	7,6	7			
Примерная толщина отдельного слоя, нм	36	38,5	38	38,5	30	38,5	38	38,5	36			332
Образец 4												
Содержание P, ат.%	7	7,6	8	8,8	8	7,6	7					
Примерная толщина отдельного слоя, нм	48	49,5	52	52,5	52	49,5	48					352
Градиентная пленка $[Co_xNi_y]_N$												
Образец 5												
Содержание Ni, ат.%	1,2	3,5	6	8,7	11,8	14	11,8	8,7	6	3,5	1,2	
Примерная толщина отдельного слоя, нм	21	21	25	24	24	21	24	24	25	21	21	251
Образец 6												
Содержание Ni, ат.%	6	8,7	11,8	14	17	14	11,8	8,7	6			
Примерная толщина отдельного слоя, нм	20	20	19	19,6	19	19,6	19	20	20			176,2
Образец 7												
Содержание Ni, ат.%	11,8	8,7	6	3,5	1,2	3,5	6	8,7	11,8			
Примерная толщина отдельного слоя, нм	24	24	25	21	21	21	25	24	24			209

Примеры получаемых мультислойных структур с разверткой по толщине пленки представлены на рисунке 5.4.

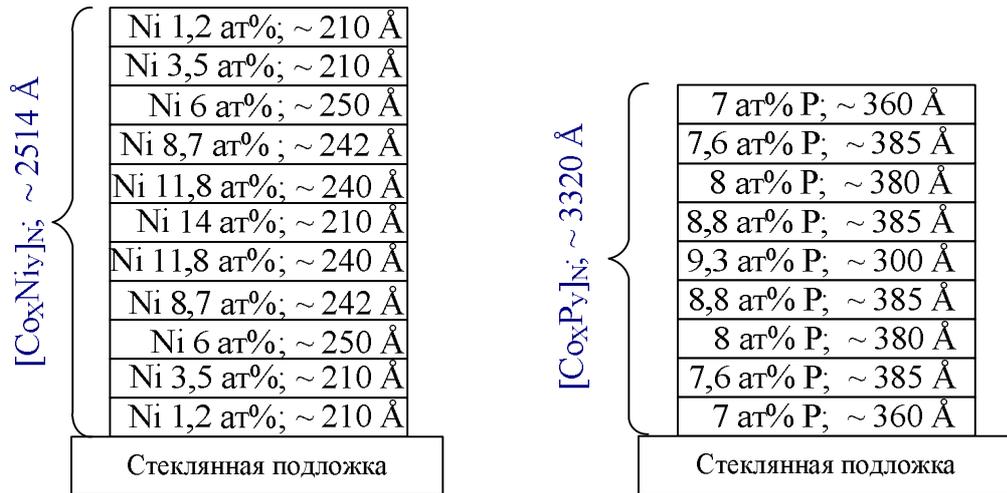


Рисунок 5.4 – Структура слоистых $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ и $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленок

Таким образом, синтезированные образцы представляют собой ферромагнитные пленки, в которых от поверхности до середины пленки изменяется величина параметра обмена либо намагниченности.

5.2 Результаты исследований методами ФМР и СВР градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$

Резонансные характеристики измерялись на стандартном ЭПР спектрометре (частота накачки 9,2 ГГц). Пленки намагничивались как параллельно, так и перпендикулярно к поверхности образца в полях до 20 кЭ.

Получению градиентной пленки предшествовало исследование однослойных пленок Co-Ni сплава с целью получения концентрационной зависимости величины эффективной намагниченности, представленной на рисунке 5.5.

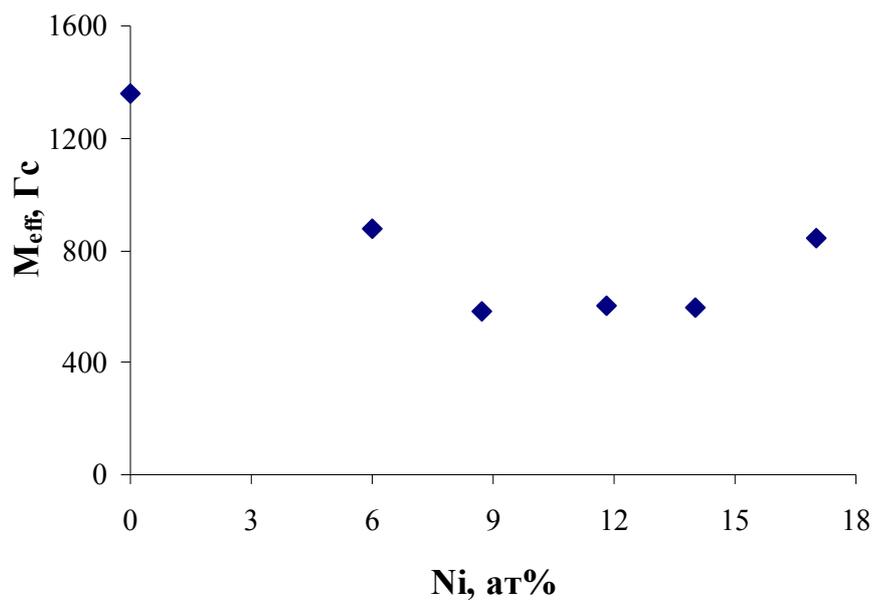


Рисунок 5.5 – Зависимость величины эффективной намагниченности от содержания Ni в реперных однослойных образцах Co-Ni пленок

Кривая параболического изменения намагниченности по толщине образца $|2z|$, которую предполагается реализовать путем синтеза градиентной пленки, в соответствии с данными для индивидуальных слоев, приведена на рисунке 5.6.

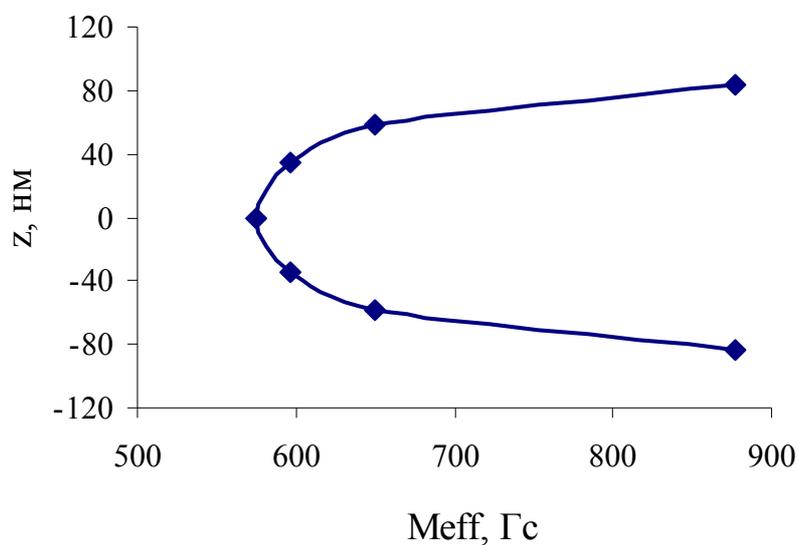


Рисунок 5.6 – Распределение намагниченности по толщине образца $|2z|$ в $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ пленке

Пример кривой поглощения при параллельной ориентации образцов таких градиентных пленок во внешнем магнитном поле, представлен на рисунке 5.7. Для всех исследуемых образцов в спектре ФМР наблюдался один пик, с достаточно малыми (для металлических пленок) значениями ширины линии кривой резонансного поглощения (при используемом методе получения - химическое осаждение). Величины поля резонансного поглощения и ширины линии ФМР при параллельной ориентации внешнего поля представлены в таблице 5.2. Также в данной таблице представлены величины эффективной намагниченности, рассчитанные из значения резонансных полей спектров, снятых в двух геометриях эксперимента: внешнее поле параллельно (H_{\parallel}) и ортогонально (H_{\perp}) плоскости пленок (в перпендикулярной геометрии эксперимента для расчета используется резонансное поле пика наибольшего по интенсивности - главной моды резонансного спектра).

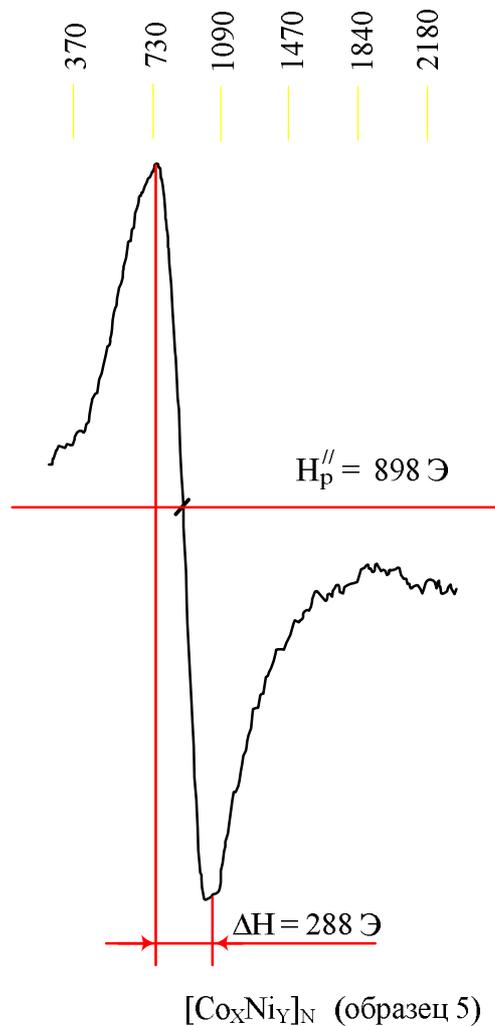


Рисунок 5.7 – Кривая ФМР градиентной пленки $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$

Таблица 5.2 – Результаты анализа данных ФМР и СВР градиентных $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ пленок

Измеряемые параметры	Образец 5	Образец 6	Образец 7
Интегральная толщина образца, нм	251	176	209
Величина резонансного поля $H_{рез}^{//}$, Э	898	1026	658
Ширина кривой резонансного поглощения ΔH , Э	288	170	213
Эффективная намагниченность M_{eff} , Гс	966	460	1220
Константа обменного взаимодействия, 10^{-6} эрг/см	0,86	0,42	0,5
Градиент магнитного поля по толщине образца ε	0,089	0,414	0,17

При ортогональной ориентации во внешнем магнитном поле градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ спектр СВЧ – поглощения для этих образцов содержал серию хорошо идентифицируемых пиков: спин – волновых мод. На рисунке 5.8 представлен типичный резонансный спектр указанной серий, измеренный в геометрии эксперимента: внешнее поле ортогонально плоскости образца и приведена нумерация мод.

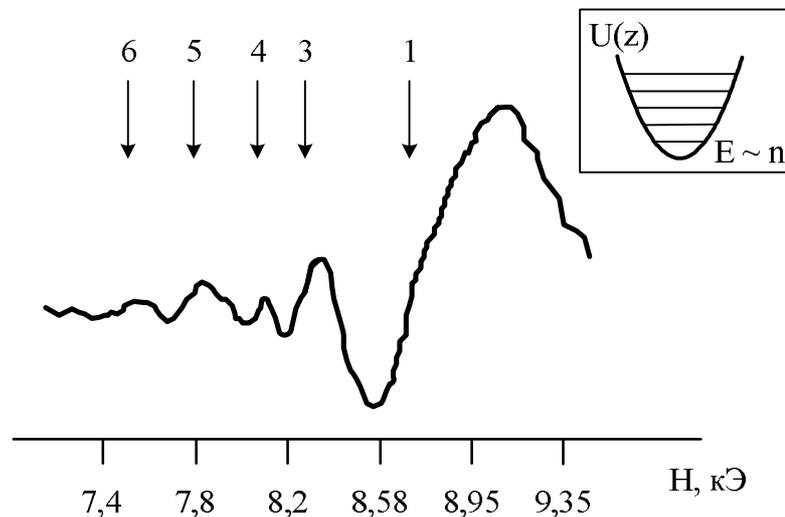


Рисунок 5.8 – Спектр спин-волнового резонанса позиций спиновых мод для $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ пленки (образец 5)

Проведение анализа полевых координат резонансных полей, исходя из квадратичного киттельевского закона вида $E_n \sim n^2$ не дает удовлетворительного согласия с экспериментальными данными, что демонстрируется на рисунке 5.9.

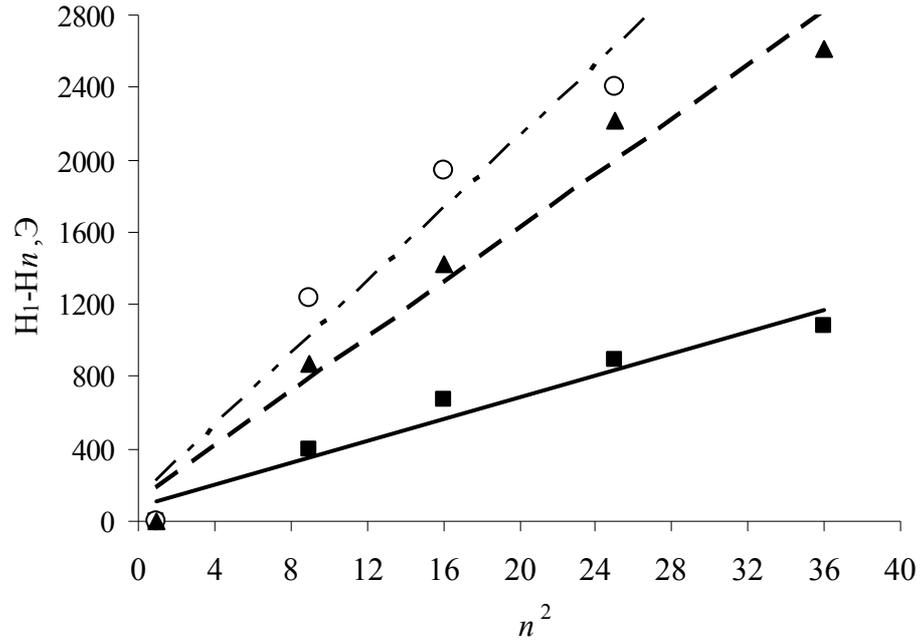


Рисунок 5.9 – Зависимость позиций спиновых мод от квадрата номера моды для $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ пленок показаны прямыми линиями; ■, ○, ▲ - экспериментальные образцы 5, 6 и 7 соответственно

Видно, что экспериментальные точки систематически отклоняются от киттелевского закона.

Учет того обстоятельства, что в пленке формировалось параболическое распределение намагниченности по толщине образца, позволяет использовать линейную зависимость распределения резонансных полей от номера моды, описанную в разделе 1.3

$$\frac{\omega}{\gamma} - H = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{4M_0}{d} \sqrt{4\pi \cdot \varepsilon \cdot \frac{2A}{M_{eff}} \cdot \frac{1}{M_{eff}}}, \quad (5.1)$$

где ε - величина, характеризующая изменение магнитного параметра по толщине образца, определяется согласно выражению

$$\varepsilon = \frac{H_1 - H_{\text{послед}}}{4\pi \cdot M_{eff}}. \quad (5.2)$$

Зависимость величины резонансных полей в координатах $[H_1 - H_n, n]$ в соответствии с выражением (5.1) представлена на рисунке 5.10. Видно, что линейная зависимость $H_n \sim n$ существенно лучше описывает распределение экспериментальных точек, т.е. СВЧ-спектр данных пленок является эквидистантным.

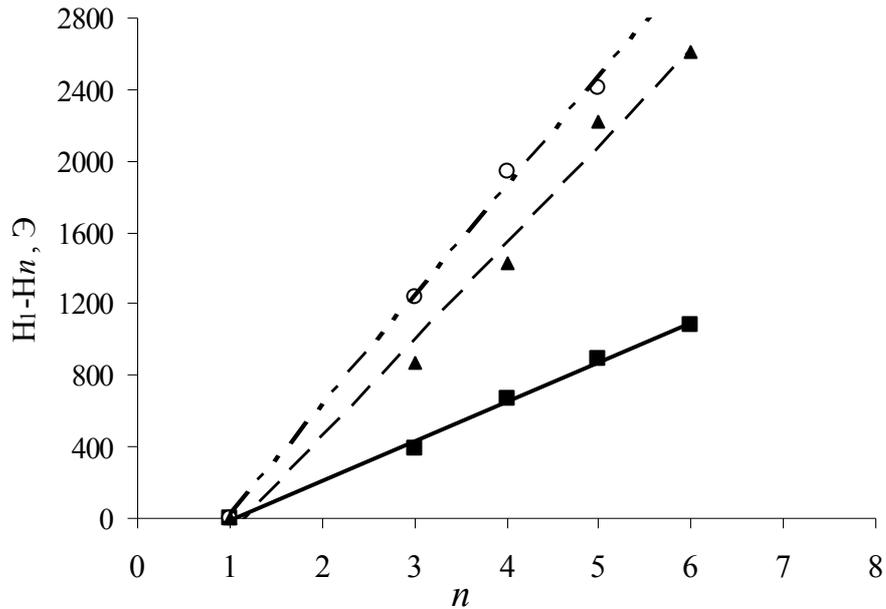


Рисунок 5.10 – Зависимость позиций спиновых мод от номера моды для $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ пленок; ■, ○, ▲ - экспериментальные образцы 5, 6 и 7 соответственно

Линейная зависимость резонансных полей свидетельствует о реализации в данных пленках параболического магнитного потенциала по толщине образца (смотри вставку на рисунке 5.8), следовательно, решением волнового уравнения будут стоячие спиновые волны, описываемые не гармонической функцией (смотри раздел 1.3), а функциями пропорциональными произведению экспоненты на полиномы Эрмита.

В завершение анализа данных СВР исследования градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ на рисунке 5.11 демонстрируется зависимость ширины кривой резонансного поглощения от номера моды в перпендикулярной геометрии эксперимента.

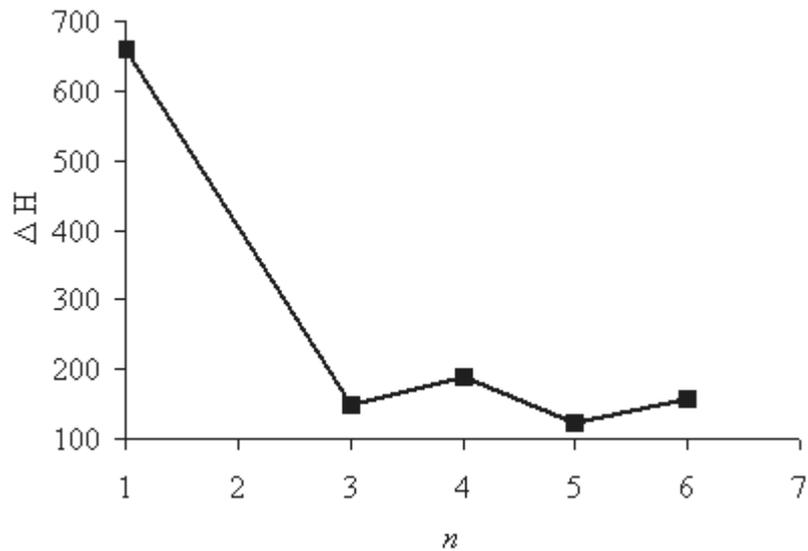
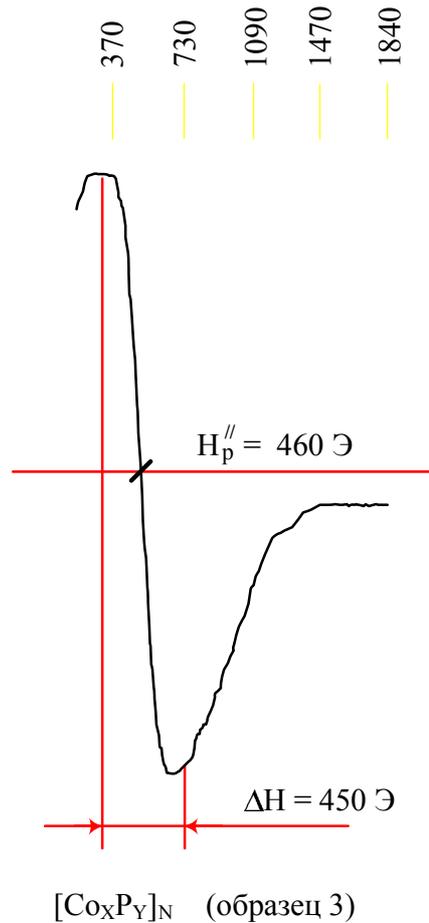


Рисунок 5.11 – Зависимость ширины линии от номера моды градиентной $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ пленке (образец 5)

Для всех образцов данной серии не наблюдается зависимость ширины линии от номера моды, за исключением первой моды, на ширину которой существенно влияет поверхностная мода.

5.3 Результаты исследований методами ФМР и СВР градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$

Градиентные пленки $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ сплава также были исследованы методом ферромагнитного резонанса, типичная кривая резонансного поглощения для пленок этой серии представлена на рисунке 5.12. Результаты измерений - величина резонансного поля в параллельной геометрии эксперимента и ширина кривой, константа обменного взаимодействия, а также расчетные значения эффективной намагниченности, представлены в таблице 5.3.

Рисунок 5.12 – Кривая ФМР градиентной пленки $[Co_xP_y]_N$ Таблица 5.3 – Результаты анализа данных при исследовании ФМР и СВР градиентных $[Co_xP_y]_N$ пленок

Измеряемые параметры	Образец 1	Образец 2	Образец 3	Образец 4
Интегральная толщина образца, нм	250	319	332	352
Величина резонансного поля $H_{рез}''$, Э	663	472	460	456
Ширина кривой резонансного поглощения ΔH , Э	426	314	450	456
Эффективная намагниченность M_{eff} , Гс	1267	1349	1302	1302
Константа обменного взаимодействия, 10^{-6} эрг/см	0,52	1,23	1,2	2,6
Градиент магнитного поля по толщине образца H_{grad} , Э/Å	0,618	0,469	0,57	0,565

Разница в величине эффективной намагниченности для различных градиентных структур $[Co_xP_y]_N$ пленок составляет примерно 3%, в то время как для $[Co_xNi_y]_N$ градиентных

пленок эта разница более существенна – 20%. Последнее может быть связано с тем, что величина обмена в отдельных слоях $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$, а он предполагается для данных образцов главным флуктуирующим параметром, меняется максимум на 25%, тогда как величина M_{eff} практически не меняется, в то время как в $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ пленках величина эффективной намагниченности в отдельных слоях может изменяться более чем в 2 раза.

Ширина кривой резонансного поглощения при параллельной ориентации образца для градиентных $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленок значительно больше, чем аналогичный параметр для $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ пленок. Само же значение величины ширины кривой резонансного поглощения находится в хорошем согласии с данными работ [148, 151], и, как показано авторами данных работ, величина ширины линии обусловлена структурными превращениями в исследуемых образцах.

Регистрация СВР спектров с хорошо идентифицируемыми пиками спин-волновых мод была выполнена при ортогональной ориентации градиентных $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленок во внешнем магнитном поле. На рисунке 5.13 представлен типичный резонансный спектр для указанной серий образцов.

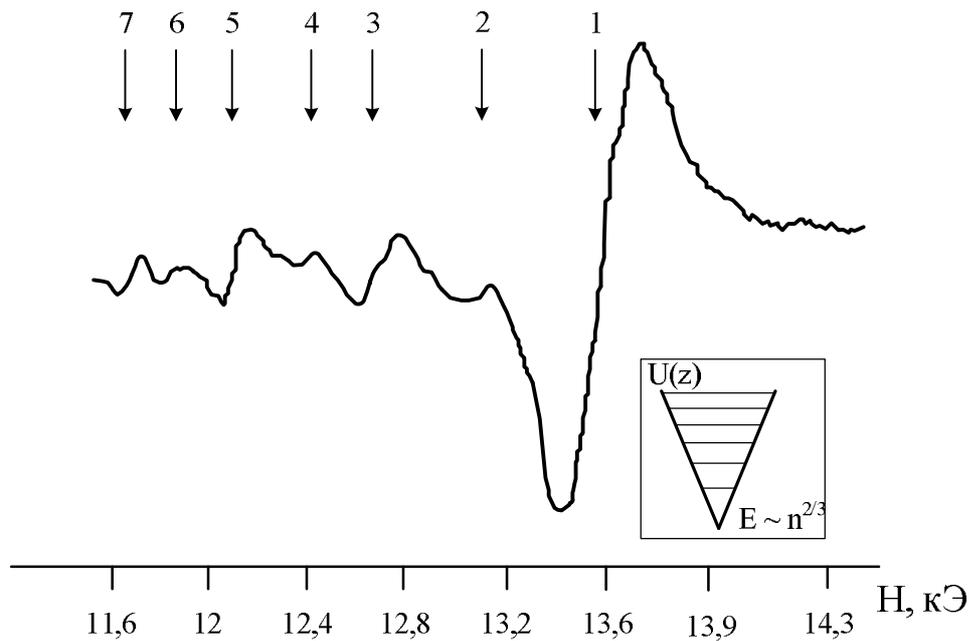


Рисунок 5.13 – Спектр спин-волнового резонанса позиций спиновых мод для градиентной $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленки (образец 3)

Применение к полученным композиционно-модулированным структурам $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленок квадратичного киттелевского соотношения $H_n \sim n^2$, как и предполагалось, не дало удовлетворительного схождения с экспериментальными данными, что отображается на рисунке 5.14.

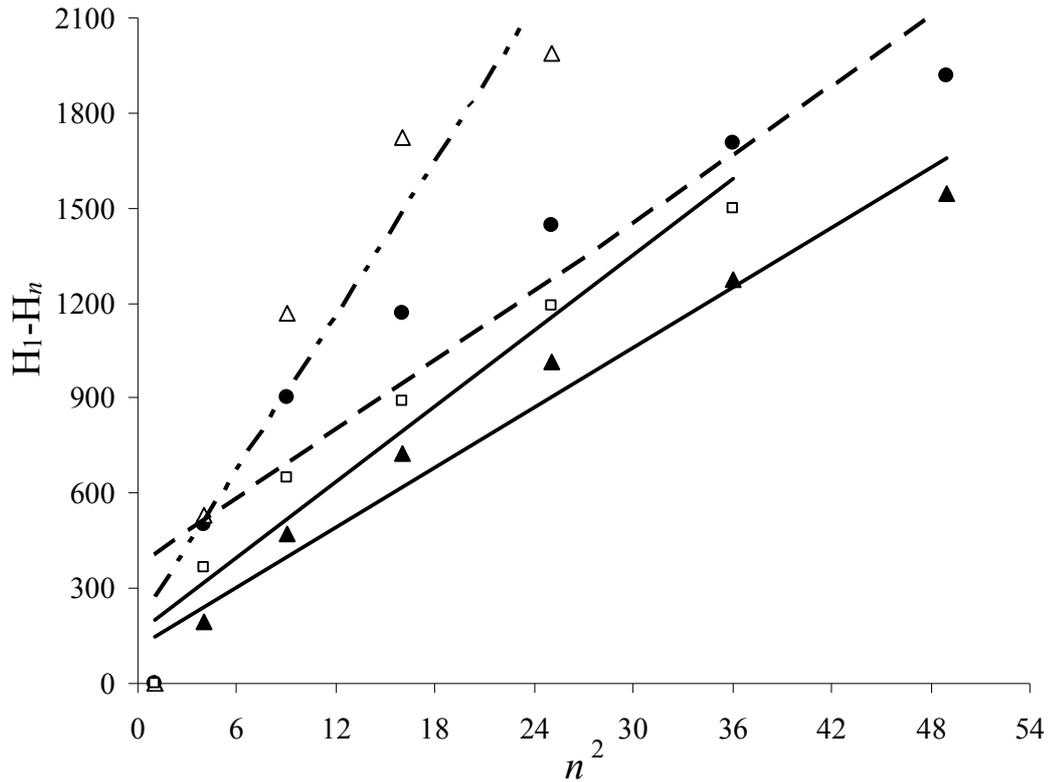


Рисунок 5.14 – Зависимость позиций спиновых мод от квадрата номера моды для $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленки; ▲, □, ●, △ - экспериментальные образцы 1, 2, 3 и 4 соответственно

На данных градиентных структурах планировалось получить линейное распределение магнитного потенциала по толщине пленки (вставка на рисунке 5.13). При реализации такого потенциала распределения полевых координат резонансных полей должно удовлетворять выражению вида (раздел 1.3)

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} - \left(\frac{2A}{M}\right)^{1/3} \cdot \left[\frac{3\pi}{2} \left(n + \frac{1}{4}\right)\right]^{2/3} \cdot \left(\frac{H_{grad}}{d}\right)^{2/3}, \quad (5.3)$$

где H_{grad} - величина, характеризующая градиент магнитного поля по толщине образца.

Зависимость величины резонансных полей в координатах $\left[H_1 - H_n, n^{2/3}\right]$ для каждого образцов в соответствии с выражением (5.3), представлена на рисунке 5.15.

Видно, что полевые координаты спин-волновых мод хорошо укладывается на зависимость вида $(H_1 - H_n) \sim n^{2/3}$. Последнее свидетельствует о реализации заданного (линейного) профиля магнитного потенциала по толщине образца путем управления таким магнитным параметром спиновой системы, как обменная константа.

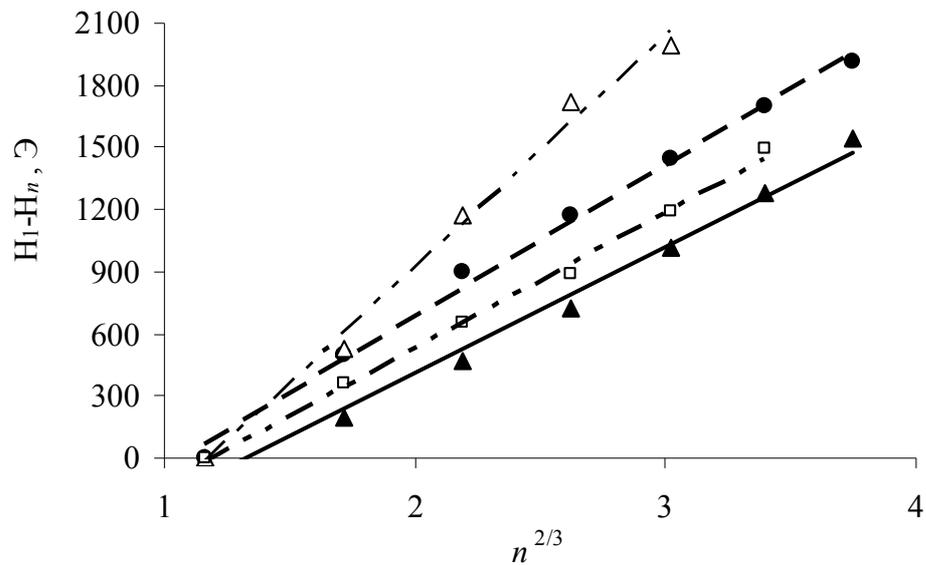


Рисунок 5.15 – Зависимость положения резонансных полей от номера моды в степени 2/3 для $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленки; \blacktriangle , \square , \bullet , \triangle - экспериментальные образцы 1, 2, 3 и 4 соответственно

Величина ширины линии спин-волновых мод в спектре в зависимости от номера моды также может считаться постоянной (с учетом влияния на первые две моды поверхностной моды с положительной константой поверхностной анизотропии). Пример типичной зависимости ширины линии спин-волновых мод от номера моды представлен на рисунке 5.16.

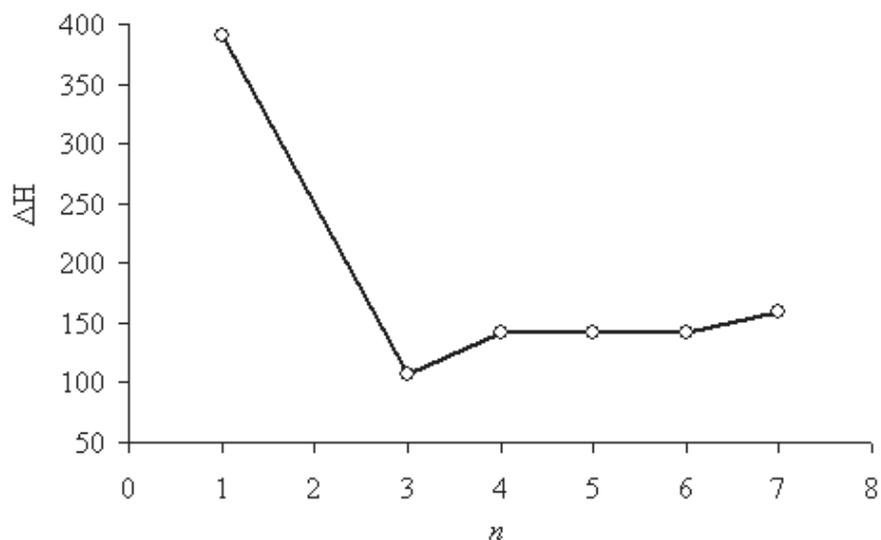


Рисунок 5.16 – Зависимость ширины линии от номера моды в $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленке (образце 2)

Отображением полученных структур градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ может служить схематическое распределение содержания фосфора по толщине образца, представленная на рисунке 5.17. Концентрации фосфора в сплаве Co-P были подобраны таким образом, чтобы происходило плавное изменение фосфора от концентрации, обеспечивающей аморфность

сплава, до кристаллических составов (либо наоборот). Тем самым был создан аперриодический магнетонный кристалл.

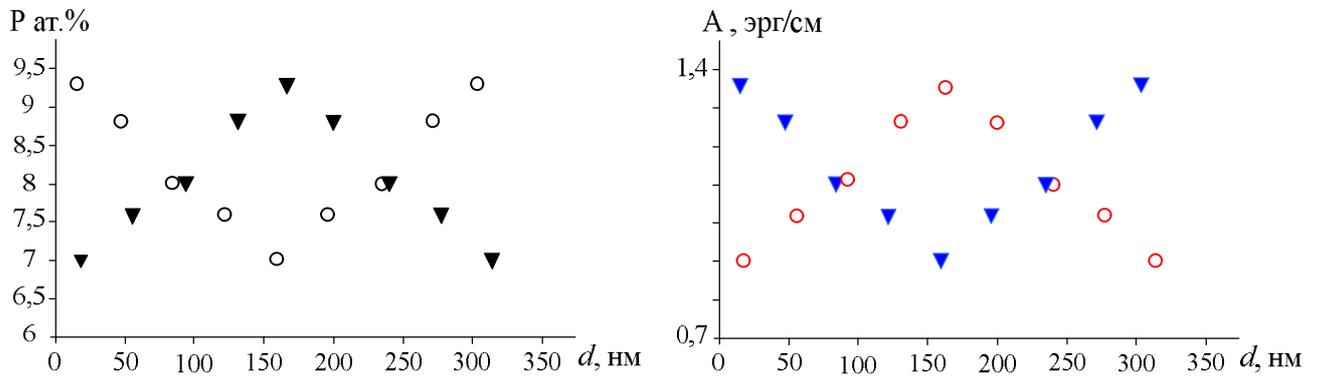


Рисунок 5.17 – Зависимость распределения фосфора по толщине градиентной пленки (○ – образец 2, ▼ - образец 3)

Для градиентной пленки Co-P была проведена термообработка, задачей которой было сформировать композиционно однородную пленку с изотропными флуктуациями магнитного параметра. Зависимость положений резонансных полей от квадрата номера моды (рисунок 5.18), подчиняющаяся на отдельных участках (до и после точки излома) киттелевскому отношению свидетельствует о реализации поставленной задачи. Вид модификации $\eta(\pi/d)^2$ соответствует флуктуациям обмена.

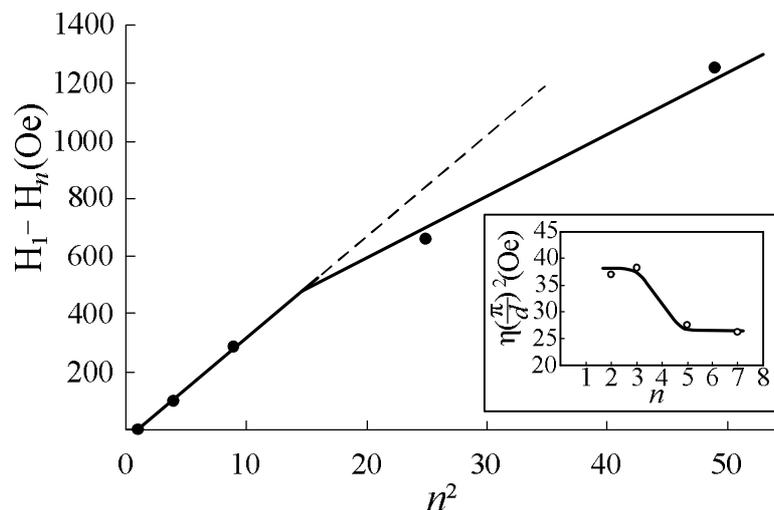


Рисунок 5.18 – Зависимость положения резонансных полей от квадрата номера моды для отожженной градиентной $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленки (экспериментальный образец 3); на вставке - зависимость величины спин-волновой жесткости $\eta(\pi/d)^2$ от номера спин-волновой моды n для градиентной пленки после отжига в течение 30 минут при $T = 250^\circ\text{C}$

Выводы к главе 5

В настоящей главе приведены данные реализации градиентных структур в виде слоистых $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ и $[\text{Co}_x\text{P}_y]_N$ пленок. Обозначенные пленки исследованы методами ФМР и СВР. Исходя из сопоставления уравнения движения намагниченности уравнению Шрёдингера, описывающему поведению элементарной частицы, была решена задача формирования параболического потенциала и потенциала в виде «треугольник» путем манипулирования магнитными параметрами системы (намагниченности либо обмена). Реализация различного потенциала фиксировалась по зависимости полевых координат резонансных полей спектров СВР описываемых решениями дисперсионного уравнения вида: $H_n \sim n$ и $H_n \sim n^{2/3}$.

Регистрация спектров СВР для градиентных пленок позволяет говорить о развитии теории спин-волновой спектроскопии на системы, в которых флуктуации магнитных параметров рассматриваются как случайные процессы со стационарными приращениями (первыми и вторыми).

Заключение

К основным результатам данной работы можно отнести следующие результаты:

1. Для тонких пленок сплава Fe-Ni, изготовленных методами термического напыления и химического осаждения из растворов солей, методом спин-волнового резонанса измерены концентрационные зависимости константы обмена A во всей области концентраций компонент. Обнаружен характерный минимум зависимости $A(x)$ в области инвариных концентраций. Установлено, что инвариная концентрация X_C железо-никелевого сплава (координата минимума кривой $A(x)$) для пленок Fe-Ni, синтезируемых разными технологиями, различается на 15 ат.% Ni.

2. Методом спин-волновой спектроскопии установлено, что главный флуктуирующий параметр спиновой системы пленок Fe-Ni меняется в зависимости от технологии синтеза пленок. Так, в пленках $Fe_{50}Ni_{50}$, полученных термическим напылением, доминируют флуктуации параметра обмена, тогда как в пленках $Fe_{50}Ni_{50}$, изготовленных химическим осаждением доминируют флуктуации намагниченности. Показано, что причиной такой смены может выступать гетерогенность химически осажденных пленок $Fe_{50}Ni_{50}$ (ГЦК+ОЦК).

3. Методом СВР для мультислойных пленок Fe-Ni/Pd измерены величины эффективного обмена. В рамках модели эффективной слоистой среды рассчитаны величины парциального обмена для индивидуальных слоев ферромагнетика и поляризованного палладия ($A_{FeNi} \sim (0,76 \div 0,96) \cdot 10^{-6}$ эрг/см; $A_{Pd} \sim (0,45 \div 2,26) \cdot 10^{-7}$ эрг/см).

4. Методом корреляционной спин-волновой спектроскопии проведено исследование изотропных (нанокристаллических Fe-Ni пленок) и анизотропных (мультислойных пленок Fe-Ni/Pd) структур для определения таких стохастических параметров системы как среднее значение величины обменной жесткости ($\langle \eta \rangle$) и её дисперсия ($\Delta \eta$).

5. Разработана экспериментальная методика синтеза на основе Co-P и Co-Ni сплавов слоистых пленок, представляющих собой примеры реализации случайных функций со стационарными первыми и вторыми приращениями.

6. Развита основные положения метода спин-волновой спектроскопии для анализа этих слоистых пленок.

7. Установлено, что для слоистых пленок Co-P с линейным распределением параметра обмена по толщине пленки (первое приращение случайной функции), спектр стоячих обменных спиновых волн описывается зависимостью $H_n(n) \sim n^{2/3}$, где n – номер моды.

8. Исследован спектр стоячих обменных спиновых волн в слоистых пленках Co-Ni с искусственно сформированным параболическим распределением намагниченности по толщине

пленки (второе приращение случайной функции). Показано, что резонансные поля обменных мод удовлетворяют зависимости $H_n(n) \sim n$.

В заключение работы выражаю искреннюю благодарность научному руководителю, Исхакову Рауфу Садыковичу за постановку задачи и обсуждение результатов исследований, и сотрудникам лаборатории Физики магнитных пленок.

Чекановой Лидии Александровне, Комогорцеву Сергею Викторовичу, Столяру Сергею Викторовичу и Денисовой Елене Александровне, за конструктивную критику и поддержку.

Список литературы

1. Vayhinger, K. Propagating spin waves in ferromagnetic multilayers/K. Vayhinger // J. Magn. Magn. Mat. - 1986. - Vol.62. - P. 159.
2. Hillebrands, B. Spin-wave calculations for multilayerd structures/ B. Hillebrands // Phys. Rev. B. - 1990. - Vol. 41, № 1. - P. 530.
3. Camley, R.E. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance/R.E. Camley // J. Phys.: Cond. Mat. - 1993. - Vol. 5. - P. 3727.
4. Barnas, J. Spin waves in superlattices: I General dispersion equation for exchange, magnetostatic and retarded modes/J. Barnas // Journal of Physics C: Solid State Physics. - 1988. - Vol. 21. - P. 1021.
5. Игнатченко, В.А. Изучение дисперсионного закона для спиновых волн в аморфных пленках методом СВР/В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, Н.С. Чистяков// ЖЭТФ. – 1978. – Т.75, №2. – С.653.
6. Maksymovics, L.J. Inhomogeneities of exchange interaction in thin amorphoun film – experimental results/L.J. Maksymovics, D. Temple, H. Zuberek//JMMM. – 1986. – Vol. 58. – P. 303.
7. Bihler, C. Spin-wave resonances and surface spin pinning in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ thin films/C. Bihler, W. Schoch, W. Limmer, S.T.B. Goennenwein, M.S. Brandt//Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79. – P.045205.
8. Дмитриев, А.И. Влияние температурного режима ионной имплантации на перколяционный ферромагнетизм в тонких пленках $Ge_{0.98}Mn_{0.02}$ /А.И. Дмитриев, О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов//Физика твердого тела. – 2012. – Т. 54, вып. 7. – С. 1292.
9. Sasaki, Y. Spin wave resonances in GaMnAs/Y. Sasaki, X. Liu, T. Wojtowicz, J.K. Furdyna// Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism. – 2003. – Vol. 16, No. 1. – P.143.
10. Liu, X. Angular dependence of spin-wave resonance and surface spin pinning in ferromagnetic (Ga,Mn)As films/X. Liu, Y. Y. Zhou, J. K. Furdyna// Phys Rev B. – 2007. – Vol.75. – P. 195220.
11. Butera, A. Ferromagnetic resonance in as-deposited and annealed Fe-SiO₂ heterogeneous thin films/ A. Butera//Phys Rev B. – 1999. – Vol. 60, № 17 – P. 12270.

12. Denisova, E. Magnetic properties of CoFeB-SiO₂ nanocomposite and [(Co₄₀Fe₄₀B₂₀)_x(SiO₂)_{100-x}/α-Si:H]_n multilayer films/ E. Denisova, R. Iskhakov, L. Chekanova, Y. Kalinin, A. Sitnikov//Solid State Phenomena. – 2012. – Vol. 190. – P. 466.
13. Исхаков, Р.С. Спин-волновой резонанс в мультислойных пленках (одномерных магнетонных кристаллах). Правила идентификации/Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, М.В. Чижик, Л.А. Чеканова//Письма в ЖЭТФ. – 2011. – Т. 94, вып. 4. – С. 325.
14. Исхаков, Р.С. Спин-волновой резонанс в мультислойной структуре Co_{1-x}P_x/Co_{1-x}P_x как метод регистрации брегговских щелей в спектре спиновых волн/ Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, М.В. Чижик//ФТТ. – 2012. – Т. 54, вып. 4. – С. 704.
15. Исхаков, Р.С. Исследование пространственных флуктуаций намагниченности в метастабильных нанокристаллических пленках сплавов на основе Fe методом спин-волновой спектроскопии/ Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, В.С. Жигалов// ФТТ. – 2001. – Т. 43, вып. 6 – С. 1072.
16. Локк, Э.Г. Распространение поверхностных магнитостатических волн в композитной структуре феррит-решетка металлических полосок/ Э.Г. Локк// Радиотехника и электроника. – 2005. – Т. 50, № 1. – С. 74.
17. Игнатченко, В.А. Спиновые волны в случайно-ни-анизотропной среде/В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков// ЖЭТФ. – 1978. – Т.74, №4. – С.1386.
18. Игнатченко, В.А. Дисперсионное соотношение и спин-волновая спектроскопия аморфных ферромагнетиков/В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков// ЖЭТФ. – 1978. – Т.75, №4(10). – С.1438.
19. Игнатченко, В.А. Стохастическая магнитная структура и спиновые волны в аморфном ферромагнетике/В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1980. – Т.44, №7. – С.1434.
20. Игнатченко, В.А. Спиновые волны в аморфных и мелкодисперсных ферромагнетиках с учетом диполь-дипольного взаимодействия/В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков // ЖЭТФ. – 1978. – Т.74, №4. – С.1386.
21. Рытов, С.М. Введение в статистическую радиофизику/ С.М. Рытов. – М.: Издательство «Наука», 1966. – 404 с.
22. Гегузин, Я.Е. Макроскопические дефекты в металлах/ Я.Е. Гегузин. – М.: Металлургиздат, 1962. – 252 с.
23. Архаров, В.И. Мезоскопические явления в твердых телах и их мезоструктура// Проблемы современной физики. – М.: Наука, 1980. – С. 357-382.
24. Седов, В.Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара/В.А. Седов. - М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. - 288 с.

25. Grunberg, P. Layered magnetic structures: facts, figures, future/P. Grunberg // *J.Phys.: Condens. Matter.*- 2001.- Vol.13.- P.7691.
26. Федосюк, В.М. Мультислойные магнитные структуры/В.М. Федосюк, Г.В. Макутин, О.И. Касютич// *Зарубежная радиоэлектроника.* – 1992. – №4-5. – С.42.
27. Schuller, I.K. Magnetic superlattices and multilayers/ I.K. Schuller, S. Kim, C. Leighton // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol.200. – P.571.
28. Weinberger, P. Perpendicular magnetism in magnetic multilayer systems/ P. Weinberger, L. Szunyogh//*Comput. Mater. Sc.* – 2000. – Vol.17. – P.414.
29. Hashimoto, S. Co/Pt and Co/Pd multilayers as magneto-optical recording materials/ S. Hashimoto, Y. Ochiai//*J. Magn. Magn. Mater.* – 1990. – Vol.88. – P.211.
30. Baibich, M.N. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Co magnetic superlattices/ M.N.Baibich, J.M. Broto, A. Fert//*Phys. Rev. Lett.* – 1988. – V.61, No.21. – P.2472.
31. Grünberg, P. Layered magnetic structures: history, highlights, application [Электронный ресурс]/ P. Grunberg// *Physics Today Online.*- 2001. – Vol. 54, № 5 – P.31. – Режим доступа: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1381100>.
32. Ферт, А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники/А. Ферт // *Успехи физических наук.* – 2008 – Т. 178, № 12. – P. 1336.
33. Грюнберг, П.А. От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее/ П.А. Грюнберг // *Успехи физических наук.* – 2008 – Т. 178, № 12. – P.1349.
34. Вонсовский, С.В. Ферромагнетизм/ С.В. Вонсовский, Я.С. Шур. – М. и Л.: ОГИЗ Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1948. – 816 с.
35. Ван Флек, Л. Теоретическое и прикладное материаловедение. Пер. с англ./Л. Ван Флек. – М., Атомиздат, 1975. – 472 с.
36. Калиникос, Б.А. Спиновые волны в ферромагнитных пленках/Б.А. Калиникос// *Соросовский образовательный журнал.* – 1996. – №5. – С. 93.
37. Гуревич, А.Г. Спиновые волны/А.Г. Гуревич// *Соросовский образовательный журнал.* – 1997. – №9. – С. 100.
38. Uhlenbeck, G. E. Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons/ G. E. Uhlenbeck, S. Goudsmit// *Die Naturwissenschaften.* – 1925. – Vol. 13, Issue 47. – P. 953.
39. Frenkel, J. Elementare Theorie magnetischer and elektrischer Eigenschaften der Metalle beim absoluten Nullpunkt der Temperatur/J. Frenkel// *Zs.f. Phys.* – 1928. – Vol. 49, Issue 1-2. – P. 31.
40. Heisenberg, W. Zur Theorie des Ferromagnetismus/ W. Heisenberg // *Zs.f. Phys.* – 1928. – Vol. 49, Issue 9-10. – P. 619.

41. Schubin, S. On the Electron Theory of metals/ S. Schubin, S. Wonsowsky // Proc. Roy. Soc. – 1934. - A145. – P. 159.
42. Вонсовский, С.В. Об обменном взаимодействии валентных и внутренних электронов в ферромагнитных (переходных) металлах/ С.В. Вонсовский//ЖЭТФ. – 1946. – Т. 16, вып. 11. – С. 981.
43. Вонсовский, С.В. Об обменном взаимодействии валентных и внутренних электронов в кристаллах [(s-d)-обменная модель переходных кристаллов]/ С.В. Вонсовский, Е.А. Туров // ЖЭТФ. – 1953. – Т. 24, №3. – С. 419.
44. Bloch, F. Zur Theorie des Ferromagnetismus/F. Bloch// Ztschr. Für Phys. – 1930. – Bd. 61. – S. 206.
45. Kittel, C. Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform rf Field/C. Kittel// Phys. Rev. – 1958. – Vol. 110. № 6. – P. 1295.
46. Ландау, Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел. Т.1: собр. тр./ Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц; под ред. Е.М. Лифшица. – М.: Наука, 1969. – 128 с.
47. Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках: монография/А.Г. Гуревич. – М.: Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1973. – 591 с.
48. Ament, W.S. Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals/ W.S. Ament, G.T. Rado // Phys. Rev. – 1955. – Vol. 97, Number 6. – P. 1558.
49. Tannenwald, P.E. Exchange integral in cobalt from spin-wave resonance/ P.E. Tannenwald, R. Weber // Phys. Rev. – 1961. – Vol. 121, Number 3. – P. 715.
50. Lykken, G.I. Standing spin-wave resonance in “Flash-evaporated” permalloy films/ G.I. Lykken // Phys. Rev. Lett. – 1967. – Vol. 19, Number 25. – P. 1431.
51. Bajorek, C.H. Evidence for partial surface pinning in ferromagnetic resonance/ C.H. Bajorek, C.H. Wills // J. Appl. Phys. – 1971. – Vol. 42, №11. – P. 4324.
52. Seavey, M.H. Direct observation of spin-wave resonance/ M.H. Seavey, P.E. Tannenwald // Phys. Rev. Lett. – 1958. – Vol. 1, № 5. – P. 168.
53. Rado, G.T. Excitation of Spin waves in a Thin Ferromagnetic Film/ G.T. Rado, J.R. Weertman // J. Phys. Chem. Solids. – 1959. – Vol. 61. – P. 315.
54. Каганов, М.И. Возбуждение стоячих спиновых волн в пленке/ М.И. Каганов// ЖЭТФ. – 1960. – Т. 39, вып 1(7). – С. 158.
55. Хлебопрос, Р.Г. Размерные и кинетические эффекты в слоистых ферромагнитных структурах: дис. ... док-ра физ.-мат. наук:01.04.11/Рэм Григорьевич Хлебопрос. – Красноярск, 1975. – 161 с.

56. Корчагин, Ю.А. Спин-волновой резонанс в магнитных пленках с дополнительными поверхностными слоями/ Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков//ФММ. – 1972. - Т.34, № 6. – С.1303.
57. Корчагин, Ю.А. Граничные условия и спектр спин-волнового резонанса в тонких магнитных пленках: дис.... канд. физ.-мат. наук: 01.04.11/ Корчагин Юрий Александрович. – Красноярск, 1973. – 114с.
58. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш., Физические свойства и применение магнитных пленок/ Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. – Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1975 – 219 с.
59. Portis, A.M. Low-lying spin wave modes in ferromagnetic films/ A.M. Portis // *App. Phys. Lett.* –1968. – Vol. 2, Number 4. – P. 69.
60. Schlömann, E. Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. I. Conversion of electromagnetic power into spin-wave power and vice versa/E. Schlömann// *J. Appl. Phys.* – 1964. – Vol. 35, Number 1. – P. 159.
61. Schlömann, E. Generation of spin waves in nonuniform dc magnetic fields. II. Calculation of the coupling length/ E. Schlömann, R.I. Joseph // *J. Appl. Phys.* – 1964. – Vol. 35, Number 1. – P. 167.
62. Флюгге, З. Задачи по квантовой механике. Том 1: перевод с англ./З. Флюгге. – М.: Мир, 1974. – 341 с.
63. Bauer, C.A. Spin-wave resonance studies in invar films/C.A. Bauer, P.E. Wigen// *Phys. Rev. B.* – 1972. – Vol. 5, №11. – P. 4516.
64. Kooi, C.F. Surface spin pinning in permalloy by an oxide layer /C. F. Kooi, W. R. Holmquist, P. E. Wigen, J. T. Doherty // *J. Phys. Soc. Japan.* – 1962. – Vol. 17, Supplement B-1. – P. 599.
65. Schlömann, E. Theory of spin-wave resonance in thin films/ E. Schlömann // *J. Appl. Phys.* – 1965. – Vol. 36, Number 3. – P. 1193.
66. Hoekstra, B. Spin-wave resonance spectra of inhomogeneous bubble garnet films/ B. Hoekstra, R. P. van Staple, J. M. Robertson // *Journal of Applied Physics.* – 1977. – Vol. 48, No.1. – P. 382.
67. Goennenwein, S. T. B. Spin wave resonance in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ / S. T. B. Goennenwein, T. Graf, T. Wassner, M. S. Brandt, M. Stutzmann // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – Vol. 82, № 5. – P.730.
68. Моргунов, Р.Б. Микроволновое магнитосопротивление и электронный спиновый резонанс в тонких пленках и нанопроволоках Ge:Mn/Р.Б. Моргунов, М. Фарле, О.Л. Казакова// *ЖЭТФ.* – 2008. – Т. 134, вып. 1(7). – С. 141.

69. Дмитриев, А.И. Спин-волновой резонанс в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$, обладающих перколяционным ферромагнетизмом/А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, О.Л. Казакова, Й. Танимото // ЖЭТФ. – 2009. – Т. 135, вып. 6. – С. 1134.
70. Rappoport, T.G. Anomalous behavior of spin-wave resonances in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ thin films/ T. G. Rappoport, P. Redliński, X. Liu, G. Zaránd, J. K. Furdyna, B. Jankó // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 69. – P. 125213.
71. Liu, X. Ferromagnetic resonance in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ dilute magnetic semiconductors/ X. Liu, J. K. Furdyna // J. Phys.: Condens. Matter. – 2006. – Vol. 18. – P. R245.
72. Wang, W.-N. Ferromagnetic resonance study on Fe-SiO_2 granular films/ Wen-Nai Wang, Zheng-Sheng Jiang, You-Wei Du // J. Appl. Phys. – 1995. – Vol. 78. – P. 6679.
73. Iskhakov, R.S. Spin-wave resonance in multilayer films/ R.S. Iskhakov, S.V. Stolyr, L.A. Chekanova, M.V. Chizhik // Solid State Phenomena. – 2011. – Vol. 73. – P. 168.
74. Исхаков, Р.С. Концентрационные неоднородности, стимулированные нанокристаллическим состоянием пленок сплавов Ni-Fe-P и Ni-Fe-C. Исследование методом спин-волнового резонанса/ Р.С. Исхаков, Д.Е. Прокофьев, Л.А. Чеканова, В.С. Жигалов// Письма в ЖТФ. – 2001. – Т. 27, вып. 8. – С. 81.
75. Исхаков, Р.С. Спин-волновой резонанс в мультислойных структурах $\text{Co}_{1-x}\text{P}_x/\text{Co}_{1-y}\text{P}_y$ / Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, М.В. Чижик// Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. – 2012. – Т. 5(2). – С. 187.
76. Чеканова, Л.А. Особенности кристаллизации металлических стекол/ Л.А. Чеканова, Р.С. Исхаков, Р.Г. Хлебопрор, Н.С. Чистяков, Г.И. Фиш// ФТТ. – 1978. – Т.20, №11. – С.3501.
77. Чеканов А.С. Экспериментальное исследование закона дисперсии и ширины линии спин-волновых мод аморфных и мультислойных пленок: дис.... канд. физ-мат. наук: 01.04.11 / Чеканов Альберт Станиславович. – Красноярск, 1988. – 90 с.
78. Малоземов, А. Бриллюэновское рассеяние света в металлических стеклах // Металлические стекла. Ионная структура, электронный перенос и кристаллизация/ А. Малоземов; под ред. Г. Гюнтеродта и Г. Бека. – М.: Мир. – 1983. – С. 121 -140.
79. Axe, D. Neutron scattering study of spin waves in the amorphous metallic ferromagnetic $(\text{Fe}_{93}\text{Mo}_7)_{80}\text{B}_{10}\text{P}_{10}$ / D. Axe, G. Shtrane, T. Misoguchi, K. Yamauchi// Phys. Rev. – 1977. – Vol. B15. – P. 2763.
80. Antoniuk, C. Composition dependence of exchange stiffness in $\text{Fe}_x\text{Pt}_{1-x}$ alloys/ C. Antoniuk, J. Lindner, K. Fauth, J.-U. Thiele// Physical Review B. – 2010. – Vol. 82. – P. 064403.
81. Talagala, P. Determination of magnetic exchange stiffness and surface anisotropy constants in epitaxial $\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x(001)$ films/ P. Talagala, P.S. Fodor, D. Haddad, R. Naik, L.E. Wenger // Physical Review B. – 2002. – Vol. 66. – P. 144426.

82. Mullenix, J. Spin-wave resonances in the presence of a Bloch wall/ J. Mullenix, Amal El-Ghazaly, D Lee., S.X. Wang, R.M. White// *Physical Review B*. – 2014. – Vol. 89. – P. 224406.
83. Горбунова, К.М. Физико-химические основы процесса химического кобальтирования/ К.М. Горбунова, А.А. Никифорова, Г.А. Садаков . – М: Наука. – 1974. – 220с.
84. Исхаков, Р.С. Определение симметрии ближайшего окружения в аморфных сплавах Со-Р/ Р.С. Исхаков, Г.И. Фиш, В.К. Мальцев, Р.Г. Хлебопрос//ФММ. – 1984. – Т.58, вып.6. – С.1214.
85. Казаков, В.Г. Тонкие магнитные пленки/В.Г. Казаков//Соросовский Образовательный журнал, ФИЗИКА. – 1997. – №1. – С. 107.
86. Китайгородский, А.И. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел/ А.И. Китайгородский.- М.: Гос. изд. технико-теоретической литературы. – 1952. – 589с.
87. Федосюк, В.М. Структура мультислойных пленок Со/Pd/ В.М. Федосюк, Г.В. Макутин// *Поверхность: физика, химия, механика*. – 1993. – №1. – С.119.
88. Вонсовский, С.В. Магнетизм/ С.В. Вонсовский. – М.: Наука. – 1971. – 1032с.
89. Соколов, В.М. Роль поверхностных волн в спин-волновом резонансе в пленках/ В.М. Соколов, Б.А. Тавгер// ФТТ. – 1968. – Т. 10, вып. 6. – С. 1793.
90. Puzkarski, H. Quantum theory of spin wave resonance in thin ferromagnetic films. Part I./ H. Puzkarski // *Acta Phys. Polon.* – 1970. – A38. – P. 217.
91. Puzkarski, H. Surface Mode and Uniform Mode in Spin Wave Resonance/ H. Puzkarski // *Phys. Stat Sol.* – 1970. – Vol. 38. – P. A145.
92. Филиппов, Б.Н. О колебаниях намагниченности в ферромагнитных пластинах I./ Б.Н. Филиппов//ФММ. – 1971. – Т. 32, вып. 5. – С. 911.
93. Соколов, В.М. Физика магнитных пленок/ В.М. Соколов, Б.А. Тавгер, Г.И. Руссов. – Иркутск, 1968. – 381 с.
94. Searle, C.W. The influence of thin-film boundary conditions on spin-wave spectra/ C.W. Searle, A.N. Morrish // *Physica*. – 1963. – Vol. 29, Issue 11. – P. 1219.
95. Nisenoff, M. Experimental Studies of Standing Spin-Wave Modes in Ferromagnetic Films/ M. Nisenoff, R.W. Terhune // *J. Appl. Phys.* – 1964. – Vol. 35. – P. 806.
96. Okochi, M. Magnetic Properties and Structures of Composite Thin Films/M. Okochi, H. Nose// *J. Phys. Soc. Japan*. – 1967. – Vol. 23. – P. 937.
97. Okochi, M. Uniform Precession Mode in Spin Wave Resonance / M. Okochi, H. Nose // *J. Phys. Soc. Japan*. – 1968. – Vol. 25. – P. 1017.

98. Русов, Г.И. Ферромагнитный и спин-волновой резонанс в тонких пленках Fe-Ni сплавов/Г.И. Русов// ФММ. – 1966. – Т. 22, вып.2. – С. 284.
99. Patton, C.E. Linewidth and Relaxation Processes for the Main Resonance in the Spin-Wave Spectra of Ni-Fe Alloy Films/C.E. Patton // J. Appl. Phys. – 1968. – Vol. 39. – P. 3060.
100. Корчагин, Ю.А. Спектр спин-волнового резонанса в тонком ферромагнитном слое со смешанными граничными условиями/ Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков // ФТТ. – 1972. – Т. 14, вып. 7. – С. 2121.
101. Корчагин, Ю.А. Спин-волновой резонанс в магнитных пленках с дополнительными поверхностными слоями/ Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков // ФММ. – 1972. – Т. 34, вып. 6. – С. 1303.
102. Корчагин, Ю.А. Влияние граничных условий на приповерхностное распределение спинов в ферромагнетике/ Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков//ФТТ. – 1972. – Т. 14, вып. 7. – С. 2079.
103. Игнатченко, В.А. Спиновые волны в случайно-неоднородной анизотропной среде / В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков// ЖЭТФ. – 1977. – Т.72, №3. – С. 1005.
104. Медведев, М.В. Спиновые волны при флуктуациях обменного параметра в областях концентрационных неоднородностей ферромагнитных сплавов/М.В. Медведев// ФММ. – 1989. – Т.67, вып. 5. – С. 876.
105. Хрусталева, Б.П. Обменное взаимодействие в ферромагнитных пленках с кластерной структурой/Б.П. Хрусталева, А.Д. Балаев, В.Г. Поздняков, Л.И. Вершинина//ФТТ. – 1985. – Т.27, №11. – С. 3222.
106. Бруштунов, М.М. Исследование пленок аморфных сплавов Co-Zr и Fe-Zr магнитоструктурными методами: дис. ... канд. физ-мат. наук:01.04.11/Бруштунов Михаил Михайлович. – Красноярск, 1988. – 128 с.
107. Tarhouni, M. FMR and magnetic studies in amorphous Co-Nb films / M. Tarhouni, R. Krishnan, M. Tessier // JMMM. – 1983. – V.31-34, Part 3. – P. 1581.
108. Maksimowicz, L.J. Linewidths of spin wave modes in thin magnetic amorphous / L.J. Maksimowicz, D. Sendorec-Temple, R. Zuberek//J.Magn.Magn.Mater. – 1986. – V.62.№ 2-3 – P. 305.
109. Исхаков, Р.С. Особенности релаксационных характеристик спектров СВР в пленках аморфных и микрокристаллических ферромагнитных сплавов / Р.С. Исхаков, А.С. Чеканов, Л.А. Чеканова// ФТТ. – 1988. – Т.30, №4. – С. 970.
110. Русов, Г.И. Ферромагнитный спин-волновой резонанс в тонких магнитных пленках: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.11/ Русов Глеб Иванович. – Красноярск, 1966. – 149 с.
111. Frait, Z. Thin ferromagnetic films: Ferromagnetic resonance/Z. Frait// Phys. Stat. sol. – 1962. – Vol. 2, № 11. – P. 1417.

112. Ферромагнитный резонанс и поведение ферромагнетиков в переменных магнитных полях: сборник статей/пер. Л.А. Шубина; ред. С.В. Вонсовский. – М.: Изд-во иностр. лит., 1952. – 349 с.
113. Гуревич, А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах/А.Г. Гуревич. – М.: Физматгиз, 1960. – 408 с.
114. Торба, Г.Ф. Спин-волновой резонанс в инварных пленках/ Г.Ф. Торба, А.И. Ушаков, Г.И. Русов, В.В. Литвинцев// ФТТ. – 1974. – Т.16 – С. 2521.
115. Ушаков, А.И. Связь между изменением параметра элементарной ячейки и магнитным моментом сплавов железо-никель/ А.И. Ушаков, В.В. Литвинцев // ФММ. – 1976. – Т. 42, вып 4. – С. 880.
116. Комогорцев, С.В. Магнитные свойства наночастиц Fe-Ni в углеродных нанотрубках/ С.В. Комогорцев, О.А. Гончарова, Р.С. Исхаков, А.В. Окопуб, А.Г. Кудашов, А.А. Зимин// Материаловедение. – 2012. - № 12. – С. 39.
117. Тонкие ферромагнитные пленки: монография/пер. А.С. Пахомова, Р.В. Телесин; ред. Р.В. Телесин. – М.: Мир. – 1964. – 359 с.
118. Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках/А.Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – 591 с.
119. Бозорт, Р. Ферромагнетизм/ Р. Бозорт; перевод с англ. под ред. Е.И. Кондорского и Б.Г. Лившица. – Москва: Изд-во иностранной литературы, 1956. – 784 с.
120. Lindner, J. In situ ferromagnetic resonance: an ultimate tool to investigate the coupling in ultrathin magnetic films/ J. Lindner, K. Baberschke// J. Phys.: Condens. Matter. – 2003. – Vol. 15. – P. R193.
121. Василевская, Т.М. Ферромагнитный резонанс в металлических пленках с угловой дисперсией магнитной анизотропии/ Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов// ФТТ. – 2010. – Т. 52 вып. 6. – С. 1136.
122. Heinrich, By.B. Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interaction/ By.B. Heinrich, J.F. Cochran// Advances in Physics. – 1993. – V. 42. № 5. – P. 523.
123. Smith, D.O. Static and dynamic behavior of thin permalloy films/ D.O. Smith// J. Appl. Phys. – 1958. – Vol. 29, Number 3. – P. 264.
124. Столяр, С.В. Магнитные резонансы в наноструктурированных магнетиках: дис.... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.11/Столяр Сергей Викторович. – Красноярск, 2012. – 244 с.
125. Исхаков, Р.С. Концентрационные неоднородности, стимулированные нанокристаллическим состоянием пленок сплавов Ni-Fe-P и Ni-Fe-C. Исследование методом спин-волнового резонанса/Р.С. Исхаков, Д.Е. Прокофьев, Л.А. Чеканова, В.С. Жигалов // Письма в ЖТФ. – 2001. – Т. 27, вып. 8. – С. 81.

126. Прокофьев Д.Е. Исследование особенностей магнитных свойств и структуры пленок неупорядоченных сплавов Ni-Fe-P, Ni-Fe-C: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.11/ Прокофьева Дениса Евгеньевича. – Красноярск, 2001. – 109 с.
127. Огнев, А.В. Спинтроника: физические принципы, устройства, перспективы/ А.В. Огнев, А.С. Самардак// Вестник ДВО РАН. – 2006. – №4 – С. 70.
128. Faure, M. On the theory of ferromagnet/superconductor heterostructures/ M. Faure, A.I. Buzdin, D. Gusakova//Physica C – Supperconductivity and its applications. – 2007. – Vol. 454, Issues 1-2. – P. 61.
129. Игнатченко, В.А. Магнитное и акустическое возбуждение связанных магнитоупругих колебаний в тонкой магнитной пленке/ В.А. Игнатченко, Е.В. Кузьмин// ЖЭТФ. – 1965. – Т. 49, вып. 3 (9). – С. 787.
130. Боровик, Е.С. Лекции по магнетизму/ Е.С. Боровик, А.С. Мильнер. – Харьков: Изд-во Государственного университета имени А.М. Горького, 1966. – 360 с.
131. Vleck, J. H. Ferromagnetic resonance/ J. H. van Vleck // Physica. – 1951. – Vol. 17, Issues 3-4. – P. 234.
132. Исхаков, Р.С. Ферромагнитный и спин-волновой резонанс в пленках кристаллических и аморфных сплавов Co-Zr – исследование неоднородностей структуры/Р.С. Исхаков, М.М. Бруштунов, А.С. Чеканов// ФТТ. – 1987. – Т.29, вып. 9. – С. 2699.
133. Исхаков, Р.С. Экспериментальное исследование модификации закона дисперсии для спиновых волн в мультислойных пленках/ Р.С. Исхаков, А.С. Чеканов, Л.А. Чеканова//ФТТ. – 1990. – Т.32, вып. 2. – С. 441.
134. Owen, E.A. LVI. The equilibrium diagram of iron-nickel alloys/ E.A. Owen, A.H. Sully//Phil. Mag. Series 6– 1939. – Vol.27, Number 184 – P. 614.
135. Bragg, W.L. The effect of thermal agitation on atomic arrangement in alloys/ W.L. Bragg, E.J. Williams// Proc. Roy. Soc. A. – 1934. – Vol. 145. – P. 699.
136. Hoselitz, K. A magnetic study of the two-phase iron-nickel alloys. II/ K. Hoselitz, W. Sucksmoth// Proc. Roy. Soc. A. – 1943. – V. 181. – P. 303-313.
137. Stiles, M.D. Interlayer exchange coupling/ M.D. Stiles//J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V.200. – P.322.
138. Biondo, A. Structural and magnetic properties of Ni₈₁Fe₁₉/Zr multilayers/A. Biondo, V.P. Nascimento, H. Lassri// J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – Vol.277. – P.144.
139. Morales, M.A.// Magnetic properties of Ni₈₁Fe₁₉/W₉₀Ti₁₀ multilayers/ M.A. Morales, H. Lassri, A. Biondo// J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – Vol.256. – P.93.

140. Salhi, H. Spin-Wave Excitations in Evaporated Co/Pt Multilayers/H. Salhi, K. Chafai, O. Msieh, H. Lassri// *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. – 2011. – Vol. 24. № 5. – P. 1375.
141. Исхаков, Р.С. Спин-волновой резонанс в магнитных мультислоях Co/Pd и трехслойных пленках NiFe/Cu/NiFe/ Р.С. Исхаков, Н.А. Шепета, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, В.Ю. Яковчук// *Письма в ЖЭТФ*. – 2006. – Т.83, вып.1. – С.31.
142. Исхаков, Р.С. Спин-волновой резонанс в структурах NiFe/Dy_xCo_{1-x}/NiFe с положительной величиной обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями / Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, М.В. Чижик, Л.А. Чеканова, В.Ю. Яковчук//*Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics*. – 2012. – Т. 5, вып 3. – С.370.
143. Федосюк, В.М. Непрерывный переход из мультислойного в гранулированное состояние в системе Co/Cu /В.М. Федосюк, О.И. Касютнич// *Металл. Нов. Техн.* – 1997. – Т.19, №10. – С.43.
144. Шепета, Н.А. Особенности структуры и резонансных магнитных свойств мультислойных пленок Co/Pd, Co/Pd/CoNi: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.11/ Шепета Наталья Александровна. – Красноярск, 2003. – 119 с.
145. Рытов, С.М. Электромагнитные свойства мелкослоистой среды/ С.М. Рытов// *ЖЭТФ*. – 1955. – Т.29, вып. 5. – С.11.
146. Рытов, С.М. Акустические свойства мелкослоистой среды/ С.М. Рытов// *Акуст. журнал*. – 1956. – Т.2, вып.1. – С.71.
147. Stapele, R.P. The Spin-wave spectrum of layered magnetic thin films/ R.P. van Stapele, F.J.A.M. Greidanus, J.W. Smits// *J. Appl. Phys.* – 1985. – Vol.57, No.4. – P.1282.
148. Чеканова, Л.А. Фазовый переход аморфное состояние – поликристалл в ферромагнитных Co-P пленках/ Л.А. Чеканова, Р.С. Исхаков, Г.И. Фиш, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков// *Письма в ЖЭТФ*. – 1974. – Т. 20, вып. 2. – С. 73.
149. Чеканова, Л.А. Спин-волновой резонанс и структурные превращения в аморфных пленках/ Л.А. Чеканова, Р.С. Исхаков, Г.И. Фиш, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков, Е.Н. Агартанова//*ФММ*. – 1976. – Т. 41, вып 3. – С. 536.
150. Бержанский, В.Н. Ферромагнитный резонанс в кристаллических и аморфных магнитных пленках/ В.Н. Бержанский, Л.А. Чеканова, Н.С. Чистяков//*ФММ*. – 1978. – Т. 46, вып 1. – С.63.
151. Чеканова, Л.А. Спин-волновой резонанс и структурные превращения в аморфных CoP пленках: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.11/ Чеканова Лидия Александровна. - Красноярск, 1979. – 122 с.

152. Исхаков, Р.С. Исследование неоднородностей строения аморфных сплавов магнитоструктурными методами: дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07/ Исхаков Рауф Садыкович. - Красноярск, 1989. – 235 с.

153. Исхаков, Р.С. Ширина линии ферромагнитного резонанса в аморфных сплавах Co-P/ Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, В.И. Иванов, Г.В. Попов//ФТТ. – 1985. – Т. 27, №9. – С. 2593.

154. Исхаков, Р.С. Спиновые волны в аморфном ферромагнетике: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.11/ Исхаков Рауф Садыкович. - Красноярск, 1978. – 107 с.