

на правах рукописи

Дровосеков Алексей Борисович

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ
МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР Fe/Cr

01.04.09 — физика низких температур

01.04.11 — физика магнитных явлений

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор
Н. М. Крейнс

Содержание

Введение	4
I Структуры с «толстыми» слоями	9
1 Межслойное взаимодействие в магнитных сверхрешетках	9
1.1 Экспериментальные факты	9
1.2 Обзор теоретических моделей	13
1.3 Особенности кривых намагничивания и спектров ФМР	17
2 Образцы и экспериментальные методы	19
2.1 Приготовление образцов	19
2.2 Исследование качества образцов	19
2.3 Магнитометрия и ФМР	20
3 Результаты измерений	24
3.1 Кривые намагничивания	24
3.2 Спектры СВЧ поглощения	25
4 Расчет спектра магнитных колебаний слоистой структуры	28
4.1 Выражение для энергии	28
4.2 Расчет кривых намагничивания	29
4.3 Область применимости полученных выражений	32
4.4 Расчет частот ФМР	33
4.5 Сравнение с численным расчетом	35
5 Результаты аппроксимации спектров ФМР	37
6 Температурная зависимость обменных констант	41
Основные результаты I части	44
II Структуры с «тонкими» слоями	45
1 Малые магнитные частицы	45
1.1 Суперпарамагнетизм	45
1.2 Спиновое (кластерное) стекло	46
1.3 Кластерно-слоистые структуры	49
2 Образцы и экспериментальные методы	51
2.1 Исследуемые образцы	51
2.2 Микроструктура образцов	51
2.3 Магнитометрия и ФМР	52

3	Изменение магнитных свойств с уменьшением толщины Fe	54
3.1	Кривые намагничивания	54
3.2	Спектры ФМР	56
4	Спин-стекольное поведение при низких температурах	62
4.1	Зависимость намагниченности от магнитной предыстории образца . . .	62
4.2	Петли гистерезиса	65
4.3	Магнитная релаксация	67
4.4	Комплексная магнитная восприимчивость	67
4.5	Необратимость спектров СВЧ поглощения	70
5	Диаграмма магнитных состояний	73
	Основные результаты II части	75
	Заключение	76
	Список литературы	78

Введение

Металлические магнитные многослойные системы, или сверхрешетки, представляющие собой периодические структуры, состоящие из чередующихся тонких слоев ферромагнитного (Fe, Co, Ni...) и неферромагнитного (Ag, Au, Cr, Cu, Mn...) металлов, образуют особый класс материалов с необычными физическими свойствами. Открытие явления гигантского магнитосопротивления в системе Fe/Cr [1, 2] привело к резкому росту интереса ко всей совокупности этих объектов и стимулировало интенсивное исследование магнитных, магниторезистивных и других особенностей, присущих таким структурам.

Большое число теоретических и экспериментальных работ посвящено изучению взаимодействия между соседними ферромагнитными слоями в сверхрешетке. Результаты этих исследований изложены в ряде обзорных статей (см., например, [3–10]). Экспериментально показано, что в зависимости от толщины неферромагнитной прослойки в многослойных и трехслойных (сэндвичах) образцах может реализовываться ферромагнитное, антиферромагнитное или неколлинеарное упорядочение магнитных моментов соседних ферромагнитных слоев. Энергию взаимодействия, описывающую указанные выше магнитные структуры, чаще всего принято представлять в виде суммы двух вкладов по намагниченностям соседних слоев: билинейного и биквадратичного. Конкуренция этих двух вкладов может, вообще говоря, давать произвольный угол между намагниченностями соседних ферромагнитных слоев в нулевом магнитном поле.

Необходимость учета биквадратичного члена в выражении для энергии взаимодействия возникла в связи с экспериментально обнаруженным 90-градусным магнитным упорядочением в образцах Fe/Cr/Fe [11] и Co/Cu/Co [12]. В дальнейшем биквадратичный обмен экспериментально был обнаружен во многих сверхрешетках, а для его объяснения предложен ряд теоретических моделей. Тем не менее механизм появления биквадратичного вклада в энергию и неколлинеарного магнитного упорядочения в системе Fe/Cr пока однозначно не установлен. Вопрос усложняется возможным наличием магнитного порядка внутри прослоек хрома. В работах [13, 14] было показано, что в системах Fe/Cr тонкие слои хрома имеют антиферромагнитную структуру по крайней мере до температур порядка 500 К, хотя точка Нееля объемного хрома составляет 311 К. Учет антиферромагнетизма прослойки приводит к альтернативным формам записи энергии межслойного взаимодействия, отличным от модели биквадратичного обмена, а именно к так называемой модели «магнитной близости» [16] и модели «половинного угла» [15, 18].

Для выяснения реальных механизмов возникновения неколлинеарной магнитной структуры в системе Fe/Cr представляется важным изучение температурной зависимости межслойного взаимодействия. До сих пор таким исследованиям уделялось недостаточно внимания. Между тем, сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями различных теорий, возможно, позволит сделать более определенные выводы о механизме возникновения межслойного обмена.

Другим направлением исследований магнитных многослойных структур, является изучение эволюции их свойств при уменьшении номинальной толщины магнитных слоев, когда эти слои перестают быть сплошными и разбиваются на отдельные магнитные кластеры.

В последние годы подобные системы, состоящие из мелких магнитных частиц,

привлекают достаточно большой интерес. Даже при отсутствии межчастичных взаимодействий ансамбль наноразмерных однодоменных магнитных частиц проявляет свойства, промежуточные между парамагнетиком и макроскопическим ферромагнетиком. Более того, наличие случайных межчастичных взаимодействий в системе может приводить к реализации фазы спинового (кластерного) стекла — множественных метастабильных неупорядоченных магнитных состояний. Несмотря на довольно обширные экспериментальные и теоретические исследования спин-стекольного состояния (см., например, обзоры [19, 20]) его магнитные свойства до конца не поняты, так что изучение данного вопроса остается актуальным.

Многослойные структуры, состоящие из очень тонких ферромагнитных слоев, разделенных относительно толстыми немагнитными прослойками представляют собой один из возможных способов реализации рассмотренных систем. В настоящее время достаточно много работ посвящено изучению подобного рода объектов. В качестве прослоек между ферромагнитными слоями используются как неферромагнитные металлы [21–23], так и изоляторы [24, 25]. Обычно в этих работах не проводится детальное исследование возможных магнитных состояний системы. Большинство авторов ограничивается либо небольшим интервалом температур, либо фиксированными значениями толщин ферромагнитных слоев, и т. п.

Сравнительно полным является цикл работ, посвященных изучению свойств многослойной структуры металл-изолятор $[\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3]_N$ (discontinuous metal-isolator multilayers) [24, 25] с разрывными ферромагнитными слоями. Магнитное состояние такой системы определяется в основном диполь-дипольным взаимодействием между частицами внутри ферромагнитных слоев, а межслойное взаимодействие пренебрежимо мало. В указанных работах было обнаружено существование различных магнитных фаз в зависимости от номинальной толщины магнитного слоя и температуры, включая ферромагнитную, суперпарамагнитную и фазу спинового стекла.

В ряде структур с металлической прослойкой, где важна роль обменного взаимодействия РККИ (Рудерман-Киттель-Касуия-Иосида) между сверхтонкими ферромагнитными слоями, (например, Co/Cu [21], Co/Ag [22], Fe/Al [23]) наблюдалось суперпарамагнитное поведение.

Несмотря на обширные исследования системы Fe/Cr, ее свойства для случая сверхтонких слоев железа практически не изучены. Особый интерес представляет выяснение влияния обменного взаимодействия между слоями Fe через прослойку Cr на характер формируемой магнитной структуры, в том числе, на возможность реализации в исследуемой системе состояния спинового стекла.

Цель работы

Одной из задач данной работы было определить происхождение межслойного взаимодействия в многослойных системах Fe/Cr. Для этого методом ферромагнитного резонанса было проведено исследование температурной зависимости межслойного обмена для серии образцов.

Другой целью работы было исследование эволюции магнитных свойств сверхрешеток Fe/Cr с уменьшением толщины слоев железа, когда они уже не являются сплошными.

Положения, выносимые на защиту

1. Для серии сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ методом ФМР изучены температурные ($2 \div 400$ К) зависимости и анизотропия спектров СВЧ поглощения. В исследуемых спектрах, помимо акустической и оптической резонансных мод, наблюдались дополнительные моды колебаний.
2. Произведен аналитический расчет спектра магнитных колебаний сверхрешетки. Показано, что наблюдаемые дополнительные моды соответствуют сдвигу фаз прецессии намагниченности в соседних ферромагнитных слоях, отличному от 0 и π .
3. Характер температурных зависимостей констант межслойного обмена, полученных из экспериментальных спектров, подтверждает, что механизм биквадратичного обмена в системе $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ определяется наличием зарядово-индуцированной волны спиновой плотности в тонкой хромовой прослойке.
4. Обнаружено, что в системе $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ со сверхтонкими слоями железа ($< 5 \text{ \AA}$) в зависимости от температуры и номинальной толщины железного слоя, кроме магнитоупорядоченной фазы, реализуются суперпарамагнитная фаза и фаза спинового стекла.
5. Получена качественная фазовая диаграмма изучаемой системы для случаев ферромагнитного и антиферромагнитного взаимодействия между слоями железа. Обнаруженное различие в характере диаграмм для этих двух случаев связывается с разной величиной межслойного обмена.

Научная новизна и ценность работы

В данной работе проводились исследования межслойного обмена в многослойной системе Fe/Cr. Впервые межслойное взаимодействие изучалось на сверхрешетках Fe/Cr методом ФМР в широком температурном интервале 2–400 К. В спектрах резонансного поглощения обнаружены линии, соответствующие неоднородным модам магнитных колебаний. Вид полученных спектров ФМР объяснен на основе проведенного аналитического расчета частот резонансных мод в модели биквадратичного взаимодействия. Результирующие температурные зависимости обменных констант подтверждают, что межслойное взаимодействие в системе Fe/Cr связано с антиферромагнетизмом тонких слоев хрома.

Проведены исследования многослойных структур Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа. Впервые в подобных структурах наблюдаются аномальные петли гистерезиса. Обнаружен также ряд других свидетельств реализации в системе при низких температурах состояния типа спинового стекла. Построены качественные фазовые диаграммы для структур с различной толщиной прослойки хрома. Отличие полученных диаграмм объяснено разницей в величине межслойного взаимодействия.

Полученные в работе результаты являются новыми и вносят существенный вклад в наши представления о механизмах магнитного упорядочения в многослойных магнитных системах.

Практическая ценность работы

Высокий прикладной интерес к многослойным магнитным системам связан с возможностью их использования в области высоких технологий. Такие эффекты как гигантское магнитосопротивление, антипараллельное упорядочение соседних ферромагнитных слоев, а также возможность получать структуры с требуемой величиной и знаком межслойного обмена позволяют создавать на их основе компактные датчики магнитного поля, ячейки энергонезависимой памяти для вычислительной техники, магнитные вентили и т.д. Система Fe/Cr/Fe является в этом отношении одной из наиболее перспективных в связи с большой величиной межслойного обмена и, как следствие, высокими полями насыщения, которые достигаются в данной структуре.

В силу всего этого понимание механизмов межслойного взаимодействия и формирования упорядоченных состояний в системе Fe/Cr является крайне важным для приложений.

Апробация работы и публикации

Результаты данной работы были доложены на 12 семинарах и конференциях, включая 7 международных. По результатам работы опубликовано 12 статей в реферируемых научных журналах [Our1–Our12], из них 6 — в отечественных.

Содержание работы

Диссертационная работа состоит из данного введения, двух частей, заключения и списка цитируемой литературы. Первая часть работы посвящена изучению межслойного взаимодействия в сверхрешетках Fe/Cr с относительно толстыми слоями железа 20–40 Å. Во второй части исследуются многослойные структуры Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа 2–6 Å. Обе части имеют приблизительно одинаковую структуру — состоят из нескольких разделов и короткого резюме в конце. Первый раздел каждой из частей носит вводный характер. Здесь дается обзор наиболее существенных экспериментальных и теоретических результатов, известных на момент написания данной работы. В следующем разделе каждой части описываются исследуемые образцы, способы их приготовления и аттестации, а также используемые в работе экспериментальные методы. Далее следует изложение результатов измерений и их обсуждение.

В первой части представлены результаты, полученные на серии многослойных образцов Fe/Cr с относительно толстыми слоями железа 20–40 Å. Приведены экспериментальные кривые намагничивания при комнатной температуре. Изучены зависимости спектров ферромагнитного резонанса от частоты, направления поля и температуры. Для описания наблюдаемых резонансных спектров проведен аналитический расчет частот неоднородных мод магнитных колебаний в сверхрешетке с биквадратичным межслойным взаимодействием. При помощи обработки экспериментальных спектров на основе численного счета получены температурные зависимости билинейной и биквадратичной констант от температуры. Показано, что происхождение биквадратичного обмена в системе Fe/Cr связано с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки.

Часть II посвящена исследованию многослойных структур Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа 2–6 Å. Обнаружено, что при уменьшении номинальной толщины железного слоя структуры начинают проявлять суперпарамагнитные свойства. Показа-

но, что в области низких температур образцы демонстрируют спин-стекольное поведение. Получены качественные фазовые диаграммы магнитных состояний структур с различной толщиной прослоек хрома. Показано, что наблюдаемое отличие диаграмм связано с различной величиной межслойного взаимодействия для разных толщин прослойки хрома.

В Заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Часть I

Структуры с «толстыми» слоями

1 Межслойное взаимодействие в магнитных сверхрешетках

1.1 Экспериментальные факты

Многослойные магнитные системы представляют собой структуры, состоящие из двух или более пленок ферромагнетика (ФМ), разделенных прослойками неферромагнитного материала (НМ). Слои имеют толщину от десятков до сотен ангстрем. Многослойные структуры, состоящие только из двух ферромагнитных пленок, разделенных немагнитной прослойкой, принято также называть «сэндвичами», а для структур с большим количеством чередующихся слоев ФМ и НМ часто используется термин «сверхрешетка».

Для получения таких структур могут использоваться разные методики: молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), ионно-лучевое распыление, метод магнетронного напыления. Метод МЛЭ позволяет получать образцы наивысшего качества с точки зрения гладкости границ раздела слоев и кристаллографического совершенства получающихся пленок. Подбором технологических параметров удается добиться величины шероховатости границ, не превышающей нескольких межатомных расстояний. При соответствующем выборе пары материалов, из которых изготавливается образец, кристаллические решетки слоев хорошо соответствуют друг другу, так что образец оказывается монокристаллическим по всей своей толщине.

Благодаря косвенному обмену через прослойку неферромагнитного материала, намагниченности ферромагнитных слоев могут упорядочиться между собой ферромагнитным, антиферромагнитным, либо неколлинеарным образом. Прикладывая к образцу внешнее магнитное поле, можно менять угол между магнитными моментами и изучать зависимость энергии обмена от угла между векторами намагниченности слоев.

В литературе изучались как системы типа «сэндвич», так и «сверхрешетки». Исследование сверхрешеток имеет ряд преимуществ по сравнению с сэндвичами. Благодаря тому, что в сверхрешетке каждый слой ферромагнетика взаимодействует одновременно не с одним, а с двумя соседями, эффекты межслойного обмена в таких структурах проявляются более ярко. Кроме того, большая суммарная толщина слоев в сверхрешетках делает их более удобными для нейтронографических, магнитометрических измерений, изучения магнитосопротивления и ряда других исследований. С другой стороны, полученные для сверхрешеток экспериментальные данные оказываются более сложными для интерпретации.

Проблема межслойного обмена в многослойных магнитных структурах привлекала к себе огромный интерес исследователей на протяжении двадцати последних лет. Данный интерес носил как фундаментальный, так и прикладной характер в связи с богатыми перспективами использования данного класса систем в области высоких технологий. Количество опубликованных за это время работ поистине огромно, весьма велик также и список изученных многослойных систем. На настоящий момент существует ряд обзоров проблемы межслойного обмена в многослойных магнитных

системах [4, 5, 16, 26], но ни один из них нельзя, пожалуй, назвать исчерпывающим.

В этом разделе мы приведем обзор основных экспериментальных результатов, определивших развитие данной тематики, и имеющих наиболее близкое отношение к представленным в диссертационной работе исследованиям. При этом мы будем по возможности ограничиваться результатами, относящимися именно к интересующей нас системе Fe/Cr/Fe.

Основополагающей работой, пробудившей массовый интерес к проблеме межслойного взаимодействия в системе Fe/Cr/Fe, можно, по-видимому, считать опубликованную в 1986 году статью Грюнберга и соавторов [27]. В ней было показано, что два ферромагнитных слоя железа, разделенных прослойкой хрома, в некотором диапазоне толщин прослойки (от 4 до 8 Å) упорядочиваются между собой антиферромагнитным образом. Исследования проводились на образцах типа «сэндвич» методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. Наличие антиферромагнитного упорядочения определялось по смещению оптической ветви спиновых волн относительно ее положения в случае отсутствия обменной связи. Сделанное в работе наблюдение подтверждалось также результатами магнитостатических измерений.

В 1987 году существование антиферромагнитного упорядочения в системе Fe/Cr/Fe было подтверждено методом дифракции низкоэнергетичных спин-поляризованных электронов в работе [28]. Асимметрия рассеяния электронов с разным направлением спина изучалась *in-situ* (то есть без извлечения образца из установки по выращиванию), в процессе напыления образца.

Еще одним годом позже в работе Бабица с соавторами [1] в сверхрешетках Fe/Cr с антипараллельным упорядочением соседних слоев железа было обнаружено так называемое гигантское магнитосопротивление. При подавлении антиферромагнитного упорядочения сверхрешетки внешним магнитным полем сопротивление структуры при температуре 4.2 К падало вдвое. Авторы связали этот эффект с зависящим от направления спина коэффициентом прохождения электронов через прослойку хрома. С увеличением толщины прослойки межслойный обмен монотонно спадал. В той же работе было показано, что при изменении температуры измерений от 4.2 К до комнатной величина поля насыщения структуры уменьшалась примерно на 30%.

Обнаружение гигантского магнитосопротивления в магнитных сверхрешетках сделало эти объекты крайне привлекательными с точки зрения приложений. Возможность определять магнитное упорядочение структуры путем простого измерения ее сопротивления, возможность получать структуры с заданным полем насыщения, близость технологии получения этих структур к технологиям, традиционно используемым в современной микроэлектронике — все это сулило огромные перспективы для развития на их основе энергонезависимой памяти, магнитных датчиков, магнитных носителей информации и т.д. Не удивительно поэтому, что в последующие годы количество работ, посвященных межслойному обмену в многослойных магнитных структурах, возросло многократно.

В 1990 году в работе [29] исследовались сверхрешетки с прослойками Ru и Cr. В структурах обоих типов было обнаружено, что межслойный обмен не спадает с толщиной прослойки монотонно, как полагали ранее, а осциллирует. Период осцилляций был определен как 12 Å для рутения и от 18 до 21 Å для хрома. Новые результаты были, очевидно, связаны с прогрессом в технологии выращивания образцов, который позволил получать структуры с более гладкими границами раздела и, соответственно, меньшими флуктуациями толщины прослойки.

Следующим важным открытием было обнаружение в системе Fe/Cr/Fe корот-

коволновых осцилляций межслойного обмена. В работе [30] методом сканирующей электронной микроскопии с анализом поляризации (SEMPA) исследовались образцы, выращенные на железном вискере (монокристалл железа). Прослойки хрома, отделяющие вискер от верхнего тонкого слоя железа, были выполнены в виде клина с толщиной от 0 до 200 Å. Благодаря этому авторы смогли подробно исследовать зависимость межслойного обмена в широком диапазоне толщины прослойки.

В работе было обнаружено, что помимо известного ранее периода осцилляций в 18 Å величина обмена через хромовую прослойку осциллирует также с периодом, близким к 2 моноатомным слоям хрома, то есть около 2.88 Å. Было также показано, что при увеличении скорости напыления образца и при понижении температуры подложки в ходе напыления обнаруженные коротковолновые осцилляции обмена пропадают, а остаются лишь известные ранее длинноволновые. Эти результаты однозначно показали, что отсутствие коротковолновых осцилляций в более ранних работах было связано с их усреднением за счет флуктуаций толщины прослойки.

Дальнейшее усиление интереса к многослойным магнитным структурам было связано с обнаружением в системе Fe/Cr/Fe неколлинеарного магнитного упорядочения [11]. Авторы использовали магнитооптические методики для исследования межслойного обмена в образцах с клинообразной прослойкой хрома. В тех областях образца, где величина осциллирующего знакопеременного межслойного обмена была близка к нулю, наблюдались домены с 90-градусным магнитным упорядочением ферромагнитных слоев относительно друг друга. Аналогичные результаты были получены независимо в работе [12] для трехслойной системы Co/Cu/Co.

Для объяснения этого эффекта авторы предложили ввести в выражение для энергии взаимодействия ФМ слоев дополнительный член, пропорционального квадрату скалярного произведения их намагниченностей $(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)^2$, помимо обычного члена гейзенберговской формы, пропорционального первой степени $(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)$. Таким образом, энергию в расчете на единицу площади можно записать в виде:

$$E = \frac{J_1}{M_S^2}(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2) + \frac{J_2}{M_S^4}(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2)^2. \quad (1)$$

Здесь M_S — модуль намагниченности в ФМ слоях. Эта модель получила название модели биквадратичного обмена, а величины J_1 и J_2 в формуле (1) называют соответственно константами билинейного и биквадратичного обмена. Как легко видеть, конкуренция первого и второго слагаемого в выражении (1) может приводить к произвольному углу между магнитными моментами ФМ слоев.

Впервые упорядочение магнитных моментов под промежуточным углом (отличным от 0, 90 и 180°), которое приобрело в литературе название «скошенного» (в англоязычной литературе — «canted»), экспериментально наблюдалось в сверхрешетках $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ методом рассеяния поляризованных нейтронов и керровской магнитометрии лишь 4 года спустя в работе [31]. Авторами был зафиксирован угол упорядочения 50°. Позднее в работе [32] была представлена серия сверхрешеток Fe/Cr/Fe с углами упорядочения 50, 70, 80, 126 и 143°. В дальнейшем скошенное магнитное упорядочение наблюдалось неоднократно, в том числе и в трехслойных образцах (см., например, [5]).

Вопрос о происхождении магнитного упорядочения слоев железа в системах Fe/Cr через прослойку хрома непосредственно связан с характером магнитной структуры самого хрома в указанных структурах. Фазовая диаграмма магнитных состояний в тонких слоях хрома в сверхрешетках Fe/Cr имеет довольно сложный вид. Объемный

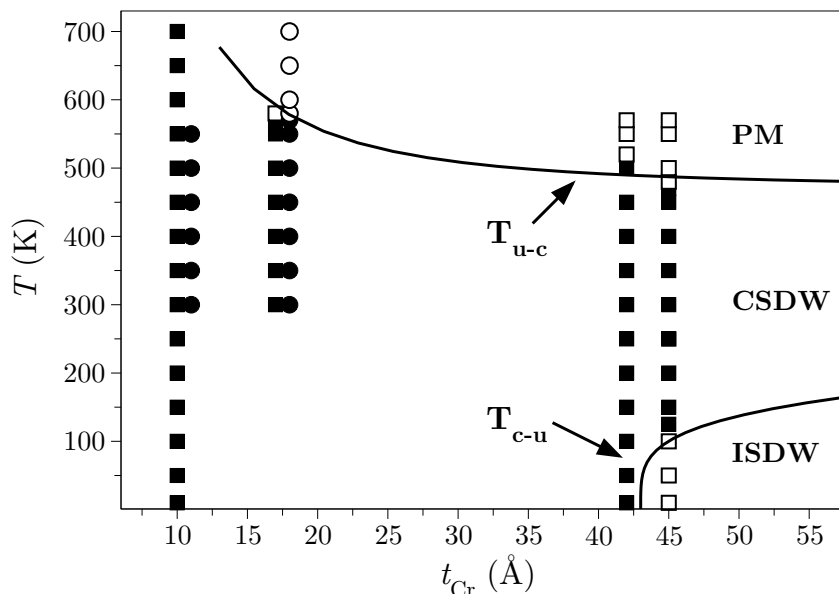


Рис. 1: Фазовая диаграмма состояний хрома в структурах Fe/Cr.

хром является парамагнетиком выше 311 К. Ниже этой температуры хром упорядочивается антиферромагнитно, и антиферромагнетизм в нем носит характер волны спиновой плотности, период которой несоизмерим с постоянной решетки [33]. Однако, в тонких слоях хрома, соседствующих с железом, эта картина сильно усложняется. В частности, магнитное упорядочение в них сохраняется до температур, существенно превышающих температуру Нееля в объемном хrome, и на фазовой диаграмме появляется область соизмеримой фазы, отсутствующая в объемном хrome [13, 14] (см. рис. 1).

Антиферромагнетизм прослойки приводит к альтернативным формам записи энергии межслойного взаимодействия, отличным от биквадратичной (1). Более подробно эти формы обсуждаются ниже, в обзоре теоретических моделей. Их применимость была продемонстрирована в работах [34, 35] для систем с антиферромагнитной прослойкой марганца.

Для системы Fe/Cr единственной серией работ, в которой достаточно убедительно продемонстрирована связь межслойного обмена с АФМ структурой хрома, является серия работ Д. Холина с соавторами [Oug7, 36] (см. также диссертацию Д. Холина [37]). В этих работах магнитооптическими методами изучались трехслойные образцы Fe/Cr/Fe с клинообразной прослойкой хрома. Наблюдаемые короткие осцилляции обмена и неколлинеарные структуры объяснены антиферромагнетизмом тонких слоев хрома.

Других убедительных экспериментальных свидетельств связи межслойного взаимодействия в системах Fe/Cr с магнитной структурой хрома, по-видимому, не существует. Поэтому представляет интерес дальнейшая проверка этого предположения. В частности, помимо трехслойных образцов Fe/Cr/Fe, представляет интерес изучение сверхрешеток $[\text{Fe/Cr}]_N$.

1.2 Обзор теоретических моделей

Первая попытка построить теорию межслойного обмена в многослойных металлических магнитных структурах была предпринята в работе [38]. Авторы развивали идеологию косвенного взаимодействия ферромагнитных слоев через электроны проводимости прослойки в духе модели РККУ [39]. По аналогии с эффектом де Гааза ван Альфена им удалось объяснить знакопеременные осцилляции межслойного обмена и значительное дальноедействие этого взаимодействия.

Вслед за этим вышли работы [40, 41], в которых модель РККУ получила дальнейшее развитие с учетом особенностей поверхности Ферми в прослойке. Период осцилляций межслойного обмена связывался с особенностями Кона, то есть точками на ферми-поверхности с антипараллельно направленными векторами скорости. Зависимость величины обмена J_1 от толщины прослойки D определяется выражением типа

$$J_1(D) = \sum_i J_1^{(i)} \frac{\sin(q_i D + \varphi_i)}{D^2}, \quad (2)$$

где \mathbf{q}_i — все возможные вектора, направленные вдоль нормали к границам слоев и соединяющие точки ферми-поверхности с равными по модулю и противоположно направленными ферми-скоростями. Такой подход позволил объяснить многопериодический характер осцилляций межслойного обмена, а также оценить из первых принципов величину самого обмена. Для случая прослоек Cu, Ag, Au и ряда других элементов полученные результаты демонстрировали прекрасное совпадение с имевшимися на тот момент экспериментальными данными.

Что касается хрома, то успех оказался менее очевиден. Авторам удалось соотнести периоды осцилляций обмена с конкретными точками поверхности Ферми хрома. Медленное затухание коротких осцилляций обмена с толщиной связано с так называемым явлением «нестинга», то есть близкого совпадения формы различных участков ферми-поверхности. В этом случае величина обмена спадает как $1/D$ в отличие от $1/D^2$ как в формуле (2). Тем не менее, вычисленная величина обмена оказалась существенно меньше, чем наблюдаемая в эксперименте [41]. Также остался неразрешенным вопрос о том, не связан ли межслойный обмен в системе Fe/Cr/Fe с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки.

Для объяснения эффекта неколлинеарного упорядочения различными авторами предлагался достаточно широкий спектр теоретических моделей. Все эти модели можно условно разделить на несколько групп:

- модели для идеальных структур с абсолютно гладкими межслойными границами и отсутствием примесей,
- модели, учитывающие неидеальность реальных структур, наличие шероховатости границ и магнитные примеси в прослойке,
- модели, связанные с магнитной структурой прослойки

Далее приводится обзор различных механизмов межслойного взаимодействия, предсказывающих неколлинеарное упорядочение ФМ слоев, разделенных неферромагнитной прослойкой.

Модели для идеальных структур типа РККИ

Для идеальных структур имеется ряд расчетов, предсказывающих биквадратичный вклад в межслойное взаимодействие, который теоретически может приводить к неколлинеарности магнитных моментов ФМ слоев. Однако во всех этих расчетах полученные значения J_2 гораздо меньше величин, необходимых для объяснения экспериментально наблюдаемых больших углов подкоса магнитных моментов, в частности, для исследуемой системы Fe/Cr.

Магнитные примеси в прослойке («loose spin»)

Для объяснения наблюдаемых больших величин биквадратичного обмена был предложен ряд механизмов, учитывающих несовершенство реальных исследуемых слоистых структур. Одним из таких механизмов является предложенная Слончевским модель «свободных спинов» («loose spin») [42]. В этой модели дополнительный вклад в энергию межслойного обмена дают примесные магнитные атомы в прослойке, взаимодействующие с магнитными слоями. Величина добавочной энергии на один такой примесной атом дается выражением:

$$f(T, \theta, z) = -k_B T \ln \left(\frac{\sinh(1 + (2S)^{-1})U^*(\theta, z)/k_B T}{\sinh(U^*(\theta, z)/2Sk_B T)} \right), \quad (3)$$

где z — расстояние от примесного атома до магнитного слоя, S — спин атома, θ — угол между намагниченностями слоев. Эффективный потенциал $U^*(\theta, z)$ определяется выражением

$$U^*(\theta, z) = \sqrt{U(z)^2 + U(D-z)^2 + 2U(z)U(D-z)\cos\theta},$$

где $U(z)$ — эффективное обменное поле, D — толщина прослойки.

Окончательный вид добавки в энергию межслойного взаимодействия $E^{LS}(T, \theta)$ за счет магнитных примесей в прослойке может быть получен интегрированием выражения (3) по всем примесным атомам. Результирующая зависимость E^{LS} от угла θ будет иметь сложный вид, однако она может быть представлена в виде разложения по степеням $\cos\theta$:

$$E^{LS}(T, \theta) = J_1^{LS}(T) \cos\theta + J_2^{LS}(T) \cos^2\theta + \dots$$

т. е. приближенно имеет биквадратичный вид.

Основная особенность выражения (3) — сильная температурная зависимость величины межслойного взаимодействия. Соответственно, коэффициенты разложения J_1^{LS} и J_2^{LS} (билинейная и биквадратичная константы) должны иметь сильную температурную зависимость.

Эффекты магнито-дипольного взаимодействия

Еще один механизм межслойного обмена принимает во внимание магнито-дипольные поля, создаваемые шероховатыми межслойными границами [43]. Неоднородное магнитное поле, возникающее вблизи границы однородно намагниченного ферромагнитного слоя из-за наличия ступеней, способствует неколлинеарной ориентации магнитного момента соседнего слоя. В случае периодичной структуры бесконечно длинных ступеней можно вычислить энергию межслойного взаимодействия. Эта энергия

имеет биквадратичную форму с константой J_2 следующего вида:

$$J_2 = \frac{M^4 \delta^2 L}{\pi A} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{(2m-1)^3} \exp\left(-\frac{4\pi D}{L}(2m-1)\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{8\pi d}{L}(2m-1)\right)\right], \quad (4)$$

где δ — ширина ступеней, L — их периодичность на границе, d и D — толщины магнитного слоя и прослойки соответственно, A — обменная жесткость материала ферромагнитных слоев, M — их намагниченность.

Особенностью данного механизма является слабая температурная зависимость биквадратичной константы.

Флуктуационная модель

Другой механизм, также связанный с наличием шероховатости межслойных границ, был предложен Слончевским [44]. Шероховатость границ приводит к флуктуациям толщины прослойки. В свою очередь эффект осцилляций обменного взаимодействия с толщиной прослойки приводит к различному знаку межслойного обмена в различных частях структуры. Подобно тому как в модели диполь-дипольного взаимодействия наличие ступеней приводило к неоднородному магнитному полю вблизи межслойной границы, в рассматриваемой модели флуктуации толщины прослойки приводят к неоднородному эффективному обменному полю, действующему на магнитные слои. Поэтому, аналогично предыдущему механизму, в данном случае энергия межслойного взаимодействия имеет биквадратичную форму. Константа биквадратичного взаимодействия выражается формулой:

$$J_2 = \frac{4(\Delta J_1)^2 L}{\pi^3 A} \coth\left(\frac{\pi d}{L}\right), \quad (5)$$

где L — размер плоских участков границ, d — толщина магнитных слоев, A — обменная жесткость материала ферромагнитных слоев, $\pm \Delta J_1$ — величина флуктуаций константы билинейного обмена.

Как видно из формулы, в случае флуктуационного механизма температурная зависимость биквадратичной константы определяется температурной зависимостью амплитуды осцилляций билинейного обмена РККИ ΔJ_1 , т. е. температурой Ферми материала прослойки.

Модели, связанные с АФМ структурой прослойки

Наличие антиферромагнетизма в прослойке между ферромагнитными пленками приводит к дополнительным механизмам межслоевого взаимодействия. Благодаря обменному взаимодействию на границах с антиферромагнитной прослойкой, ферромагнитные слои упорядочиваются относительно друг друга. В случае двухподрешеточного слоистого антиферромагнетика тип этого упорядочения будет ферро- либо антиферромагнитный в зависимости от количества атомных слоев в прослойке — четного либо нечетного. Указанные структуры, однако, могут реализоваться только в случае идеально гладких границ раздела. В реальных структурах границы всегда шероховатые, так что характер межслойной связи различен в разных областях пленки. В этом случае конкуренция обменных взаимодействий внутри ферромагнитных пленок, в АФМ прослойке и на границе раздела слоев приводит к искажению магнитной структуры системы и формированию специфических доменных структур [15].

Если ФМ слои достаточно толстые, то искажением их структуры можно пренебречь и считать однородно намагниченными, а разбиение на домены происходит в АФМ прослойке. При таком допущении можно выделить три качественно разных предельных случая в зависимости от соотношения между обменной жесткостью прослойки A , ее толщиной D , площадью атомно гладких участков границ раздела L^2 и величиной обмена на них J :

1. $A \ll JD$, сильное взаимодействие на границе. В этом случае прослойка разбивается на домены, внутри которых реализуется геликоидальная структура с различным направлением вращения АФМ вектора. Данная модель, называемая моделью «магнитной близости», была рассмотрена Слончевским в работе [16]. Полученная формула для межслойного взаимодействия имеет следующий вид:

$$E = C_1 \theta^2 + C_2 (\pi - \theta)^2 \quad (6)$$

Выражение представляет собой сумму энергий закрученного геликоида для доменов с четным и нечетным количеством атомных слоев. Коэффициенты C_1 и C_2 пропорциональны суммарной площади соответствующих доменов.

2. $A \gg JD$, $AD \ll JL^2$, относительно слабое взаимодействие на границе. В этом случае прослойка также разбивается на домены, однако, в отличие от предыдущего случая, искажение структуры прослойки внутри этих доменов слабое. Отличие двух типов доменов состоит в различной ориентации вектора антиферромагнетизма. При нечетном либо четном количестве моноатомных плоскостей прослойки АФМ вектор направлен соответственно либо вдоль полной намагниченности системы, либо перпендикулярно ей. Выражение для энергии взаимодействия ФМ слоев в такой модели было получено Морозовым и Сиговым в работе [17]:

$$E = C_1 \cos \theta/2 + C_2 \sin \theta/2 \quad (7)$$

Аналогичную формулу получили Меньшов и Тугушев при рассмотрении волны спиновой плотности в хrome в структурах Fe/Cr [18]. Как и в случае модели магнитной близости Слончевского (6), энергия является суммой двух слагаемых для разных видов доменов с соответствующими весовыми коэффициентами C_1 и C_2 , пропорциональными суммарной площади этих доменов.

3. $AD \gg JL^2$, слабое искажение АФМ структуры прослойки. В этом случае зависимость энергии структуры от угла скоса моментов ферромагнитных слоев имеет биквадратичную форму:

$$E = J_1 \cos \theta + J_2 \cos^2 \theta \quad (8)$$

Приведем простой оценочный расчет, который приводит к данной форме энергии [Our7]. Пусть одна из границ идеально гладкая, а вторая состоит из ступеней размером L (считаем, что площади областей прослойки с четным и нечетным количеством атомных плоскостей равны). Если магнитные моменты ферромагнитных слоев скошены под углом θ , внутри прослойки возникает слабое искажение АФМ структуры. Будем грубо считать, что в областях прослойки с четным и нечетным количеством атомных слоев углы подкоса АФМ вектора соответственно φ_1 и φ_2 . Тогда поверхностная и объемная части энергии системы

оцениваются как:

$$E_S \sim \frac{J}{2} \cos(\varphi_1 - \theta) - \frac{J}{2} \cos(\varphi_2 - \theta) - \frac{J}{2} \cos \varphi_1 - \frac{J}{2} \cos \varphi_2 \sim -\frac{J}{2}(\varphi_2 - \varphi_1) \sin \theta$$

$$E_V \sim AD \frac{(\varphi_2 - \varphi_1)^2}{L^2}$$

Минимизация полной энергии $E_S + E_V$ позволяет оценить величину искажения АФМ структуры, $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, в зависимости от угла скоса θ :

$$\Delta\varphi \sim \frac{JL^2}{4AD} \sin \theta$$

Учитывая это соотношение, зависимость полной энергии от угла скоса моментов ферромагнитных слоев принимает биквадратичную форму (8). Коэффициент биквадратичного взаимодействия дается выражением:

$$J_2 \sim \frac{J^2 L^2}{16AD} \quad (9)$$

В данном подходе магнитные моменты атомов прослойки считались локализованными, однако, как показали Меньшов и Тугушев [45], для прослойки хрома (зонный магнетизм) качественно результат остается справедливым.

Таким образом, наличие АФМ структуры в прослойке может приводить к различному виду энергии межслойного взаимодействия, в том числе — биквадратичному. Общей чертой этих моделей является то, что предсказываемое межслойное взаимодействие исчезает в точке парамагнитного перехода материала прослойки.

Как видно из приведенного обзора, изучение температурной зависимости межслойного взаимодействия имеет особую важность для определения механизмов, реализующихся в конкретной системе. Первая часть работы посвящена именно таким исследованиям для системы Fe/Cr.

1.3 Особенности кривых намагничивания и спектров ФМР

Одним из эффективных и достаточно простых методов изучения обменного взаимодействия в сверхрешетках является ФМР. Этот метод неоднократно использовался различными группами (см. [3, 46]) для изучения обменных констант и констант анизотропии, в основном в сэндвичах.

В работах [47, 48] были получены выражения для кривых намагничивания и зависимостей частот магнитных колебаний для структуры типа «сэндвич» в модели биквадратичного обмена. Для такой структуры зависимость намагниченности от поля, приложенного в плоскости пленки, имеет характерный вид, показанный на рисунке 2 (а). Для кривой характерно наличие ненулевой остаточной намагниченности M_0 и нелинейный выход на постоянное значение M_S в поле насыщения H_S . Форма кривой намагничивания описывается выражением:

$$H = AM + BM^3, \quad (10)$$

где коэффициенты A и B имеют вид:

$$A = \frac{2J_1 - 4J_2}{dM_S^2}, \quad B = \frac{8J_2}{dM_S^4}. \quad (11)$$

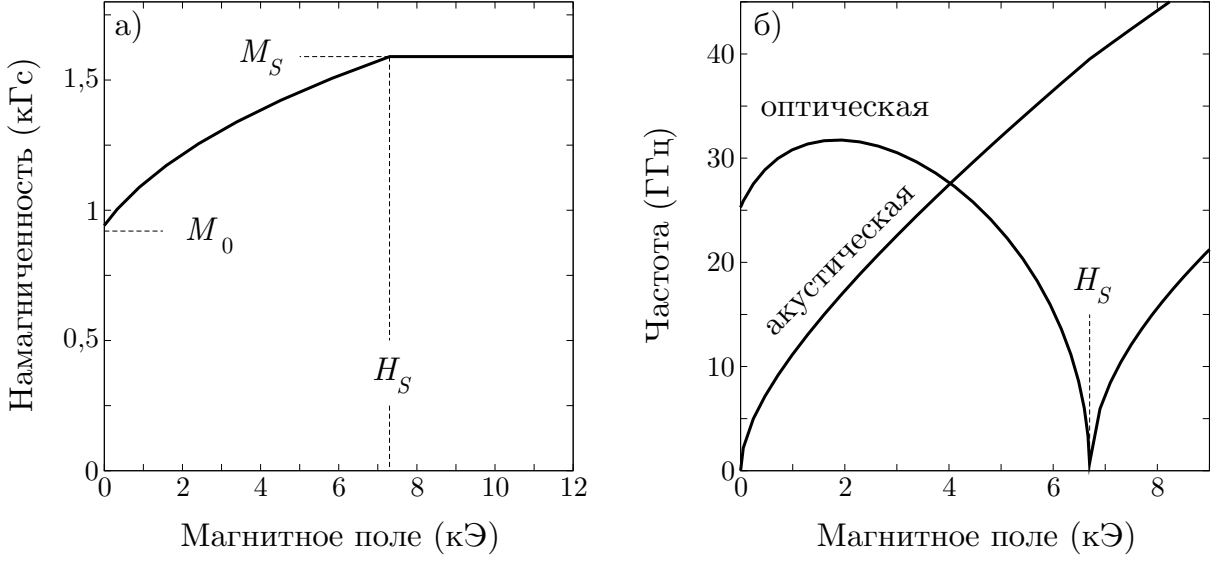


Рис. 2: Характерный вид зависимости $M(H)$ (а) и полевых зависимостей частот акустической и оптической ветвей спектра ФМР (б).

Здесь d — толщина ФМ слоев. Заметим, что согласно (10) кривая намагничивания в модели биквадратичного обмена должна иметь линейный вид в координатах $H/M - M^2$.

Согласно [47, 48] спектр ФМР должен содержать две ветви — акустическую и оптическую. Первая соответствует колебаниям магнитных моментов ФМ слоев в фазе и возбуждается поперечным полем, вторая соответствует колебаниям магнитных моментов ФМ слоев в противофазе и возбуждается продольным полем. В модели биквадратичного обмена зависимости резонансной частоты от поля акустической и оптической ветвей спектра ФМР имеют характерный вид, как показано на рисунке 2 (б). Оптическая ветвь имеет щель в нулевом поле, с увеличением поля резонансная частота сначала увеличивается, далее проходит через максимум и уменьшается, обращаясь в ноль в поле насыщения.

В полях меньше поля насыщения зависимость $\omega(H)$ для акустической и оптической мод дается соответственно формулами:

$$\omega_{\text{ac}} = \gamma \sqrt{H(H + K_{\text{eff}}M)}, \quad (12)$$

$$\omega_{\text{opt}} = \gamma \sqrt{K_{\text{eff}}(M_S^2 - M^2)(A + 3BM^2)}, \quad (13)$$

где K_{eff} — величина эффективного размагничивающего фактора для тонкой пленки, учитывающая возможную поверхностную анизотропию.

2 Образцы и экспериментальные методы

2.1 Приготовление образцов

Все образцы, изучаемые в работе, приготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

В первой части работы изучается межслойное взаимодействие на образцах Fe/Cr с относительно толстыми слоями железа 20–40 Å. Исследуются четыре образца многослойных структур Fe/Cr, условные обозначения которых и соответствующие структурные формулы приведены в таблице 1. Для всех образцов толщина прослоек хрома (~ 10 Å) приблизительно соответствует антиферромагнитному максимуму межслойного взаимодействия. Исследуемые образцы отличаются технологией приготовления, толщиной слоев железа, количеством пар Fe/Cr. Три из исследуемых образцов (S1, S2, S3) приготовлены в Институте физики металлов (ИФМ, Екатеринбург). Два из них (S2, S3) выращены на подложке MgO, а образец S1 — на подложке Al₂O₃. В качестве буферного слоя используется пленка хрома толщиной порядка 100 Å. Толщины слоев определялись с помощью микрорентгеноспектрального анализа.

Образец S4 был выращен в Техническом университете Кайзерслаутерна (Германия) на подложке MgO с использованием серебряного буфера.

Условное обозначение	Структурная формула
S1	[Cr(10,6 Å)/Fe(19,5 Å)] ₈ /Cr(68 Å)/Al ₂ O ₃
S2	[Cr(10,4 Å)/Fe(21,2 Å)] ₁₂ /Cr(90 Å)/MgO
S3	[Cr(8,1 Å)/Fe(35 Å)] ₁₆ /Cr(90 Å)/MgO
S4	[Cr(10 Å)/Fe(30 Å)] ₁₀ /Ag(1000 Å)/Fe(10 Å)/MgO

Таблица 1: Образцы, изучаемые в I части работы

2.2 Исследование качества образцов

Высокое качество исследуемых образцов подтверждается данными малоугловой рентгеновской дифракции. На зависимости интенсивности отраженного пучка рентгеновского излучения от угла падения наблюдается ряд четких брэгговских пиков, свидетельствующих о наличии периодичной слоистой структуры образцов с четкими границами раздела слоев (на рисунке 3 приведены данные дифракции для образца S3).

На высокое качество образцов указывает также ряд более косвенных данных, в том числе эффект гигантского магнетосопротивления, наблюдающийся в изучаемых структурах. Исследование спектров ФМР показывает наличие у образцов анизотропии 4-го порядка, свидетельствующей о монокристалличности выращенных структур.

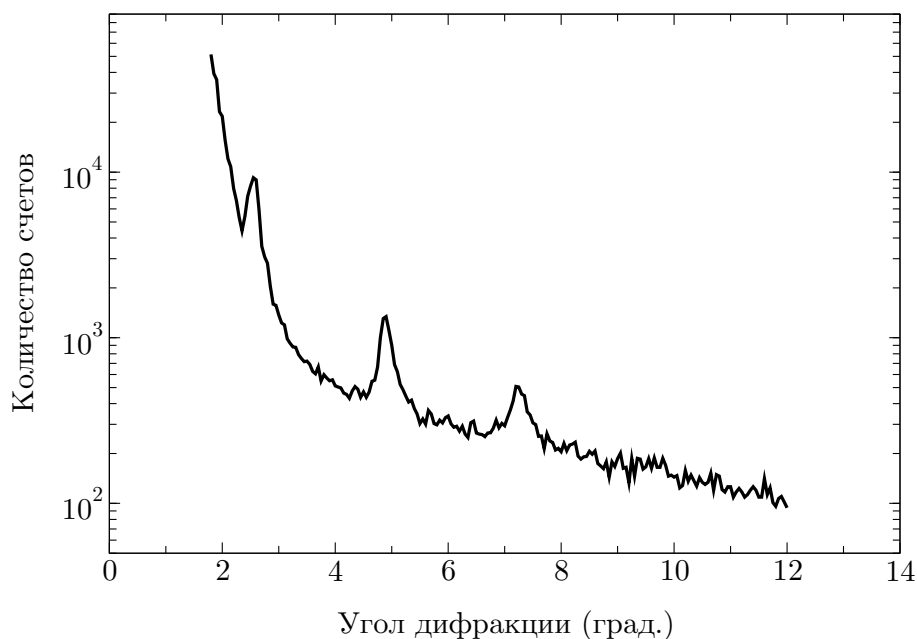


Рис. 3: Результаты малоугловой рентгеновской дифракции для образца S3.

2.3 Магнитометрия и ФМР

Данные по статической намагниченности при комнатной температуре для образцов S1–S3 были получены в ИФМ на вибромагнетометре. Используемая геометрия позволяла производить измерения в магнитном поле до ≈ 20 кЭ, направленном в плоскости пленки.

В качестве основного метода исследования температурной зависимости межслойного взаимодействия в сверхрешетках Fe/Cr применялся метод ферромагнитного резонанса. Приведем краткое описание используемой экспериментальной установки.

Для наблюдения ФМР использовалась схема с измерением СВЧ сигнала, прошедшего через резонатор с помещенным в него исследуемым образцом. Для устранения постоянной составляющей СВЧ мощности и уменьшения шумов применялась модуляция постоянного магнитного поля низкочастотным полем малой амплитуды (по сравнению с шириной линии ФМР). При этом сигнал детектировался на частоте модуляции.

На рисунке 4 изображена принципиальная схема установки для измерения магнитного резонанса, используемая в наших экспериментах. В качестве источников СВЧ использовались генераторы на основе отражательных клистронов с выходной мощностью до 20 мВт и диапазоном частот от 7 до 37 ГГц. Генератор соединялся волноводом с резонатором, в котором возбуждалась одна из резонансных мод. Второй отрезок волновода, соединенный с резонатором, оканчивался детекторной головкой. Для стабилизации частоты генерации использовался модуль автоподстройки частоты (АПЧ).

Магнитное поле создавалось электромагнитом с водяным охлаждением. Максимальный ток, пропускавшийся через обмотки магнита, 25 А, соответствовал полю 12 кЭ. Величина магнитного поля измерялась датчиком Холла. Вблизи резонатора помещались катушки модуляции, создававшие переменное поле частотой 800 Гц и амплитудой колебаний около 10 Э, параллельное внешнему постоянному магнитно-

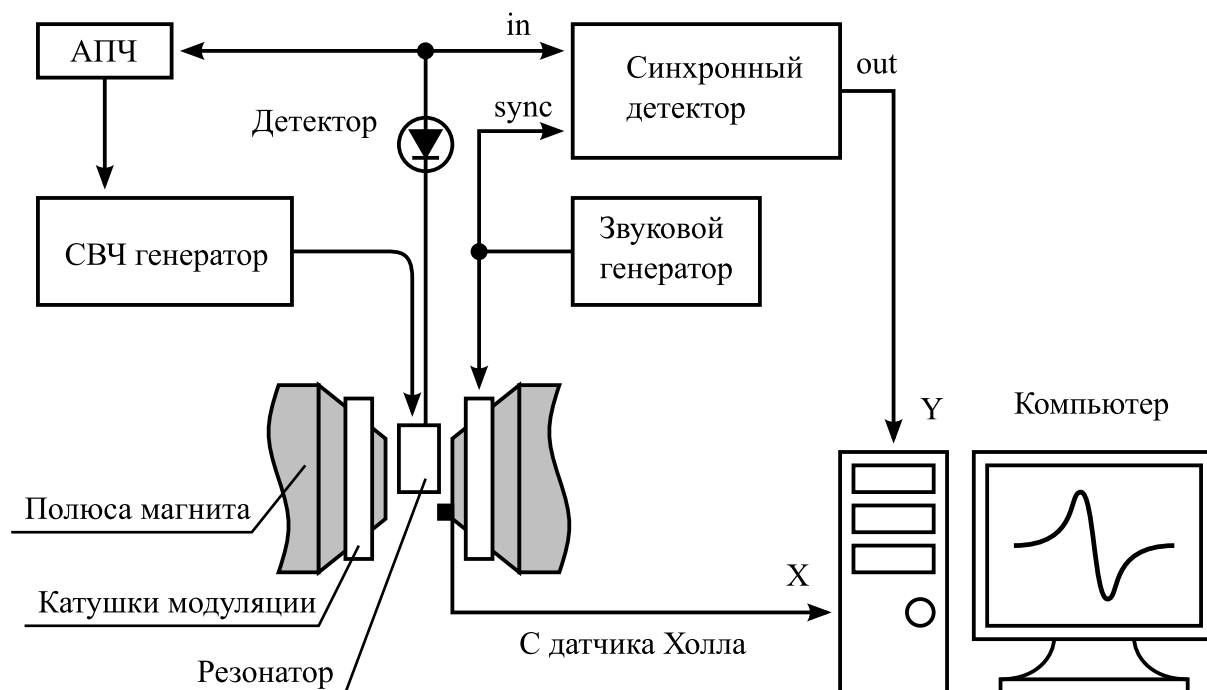


Рис. 4: Схема экспериментальной установки для наблюдения ферромагнитного резонанса.

му полю.

Сигнал, прошедший через резонатор, поступал на синхронный детектор (LockIn), синхронизированный с сигналом модуляции. При этом сигнал на выходе пропорционален производной поглощаемой мощности по магнитному полю.

Для измерения сигнала ФМР в области частот 17–37 ГГц использовался набор из шести цилиндрических резонаторов диаметрами 12–24 мм и такими же высотами. При этом возбуждалась одна из магнитных мод H_{011} , H_{012} , H_{013} . Для этих типов колебаний переменное СВЧ магнитное поле направлено по радиусу на дне резонатора (рис. 5а). Таким образом, при размещении образца на дне резонатора могли реализовываться два типа возбуждения ФМР: поперечное, когда СВЧ поле перпендикулярно внешнему магнитному полю, и продольное, в случае СВЧ поля, параллельного внешнему. При этом в обоих случаях как постоянное, так и переменное поле лежат в плоскости образца. Поскольку металлическая пленка образца прилегала к дну резонатора, картина распределения полей практически не искажалась, и добротность уменьшалась не более чем в 1,5 раза, оставаясь порядка нескольких тысяч. Поэтому, так как частоты соседних резонансов сдвинуты на величину нескольких процентов, эти резонансы не возбуждались. Кроме того, для устранения электрических колебаний E_{11p} , вырожденных с H_{01p} , имелся зазор между дном и боковой поверхностью резонатора, исключающий радиальные токи (рис. 5а)

Для измерения сигнала ФМР на частоте 7,6 ГГц использовался прямоугольный резонатор $\approx 10 \text{ мм} \times 25 \text{ мм} \times 40 \text{ мм}$, в котором возбуждалась основная мода E_{110} . На дне резонатора, где помещается образец, магнитное поле направлено параллельно его длинной стороне (рис. 5б). Таким образом, аналогично ситуации с цилиндрическим резонатором, в зависимости от направления поля реализуется либо поперечная, либо продольная геометрия возбуждения резонанса.

Для градуировки магнитного поля на дно резонатора помещалось реперное па-

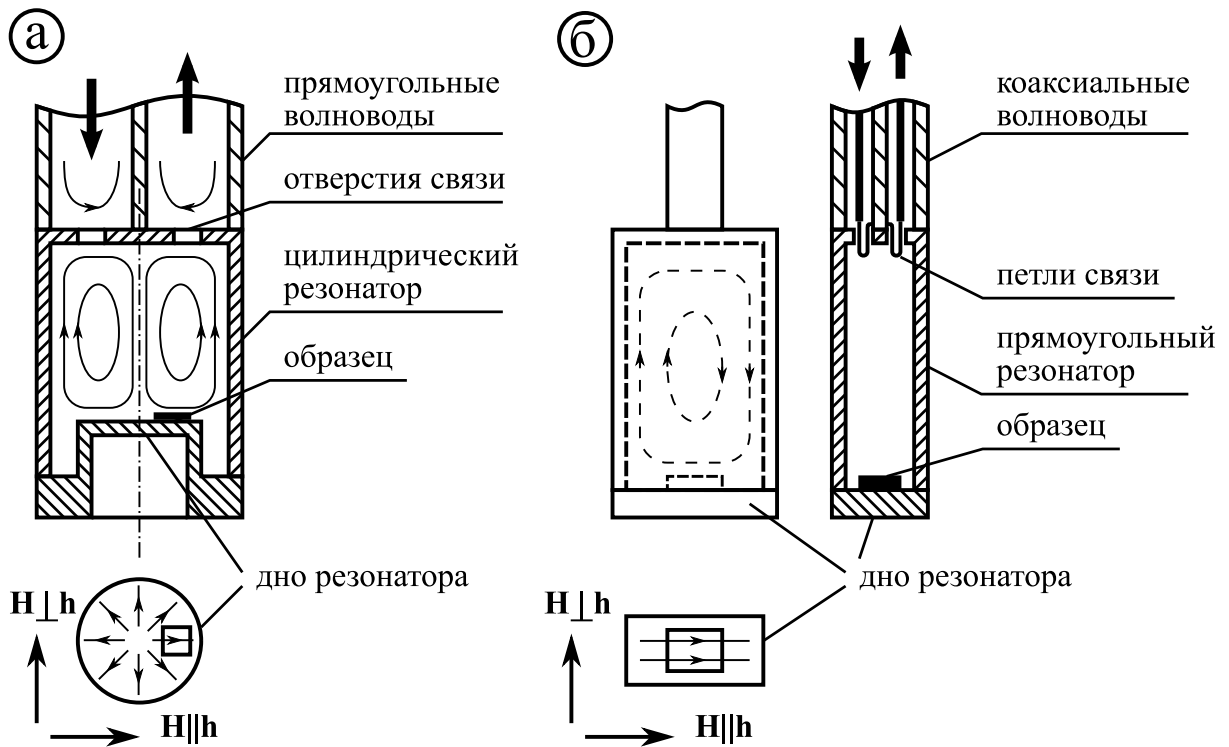


Рис. 5: Распределение полей и расположение образца внутри цилиндрического (а) и прямоугольного (б) резонаторов.

рамагнитное вещество с известным g -фактором.

Возможность измерений ФМР при различных температурах обеспечивалась схемой, изображенной на рис. 6. Для измерений в интервале температур от 77 К (кипение азота) до комнатной резонатор помещался в стеклянную колбу, которая погружалась в жидкий азот, налитый в наружный азотный дьюар. Из колбы откачивался воздух, и температура регулировалась нагревателями, которые представляли собой константановые проволоки, намотанные на резонатор. Пропусканием через них электрического тока можно было обеспечивать выделение мощности вплоть до ~ 10 Вт. Измерение температуры производилось с помощью термопар медь-константан. Для контроля градиентов температуры на резонаторе имелось два нагревателя и две термопары.

Данная схема использовалась и для измерений выше комнатной температуры (до 400 К), при этом, разумеется, нет необходимости в азотном дьюаре. Кроме того, заменив стеклянную колбу на гелиевый дьюар, можно было проводить эксперименты в жидком гелии в диапазоне 2–4 К.

Таким образом, в наших экспериментах имелась возможность проводить исследования резонансных свойств магнитных сверхрешеток при различных температурах из широкого интервала 2–400 К.

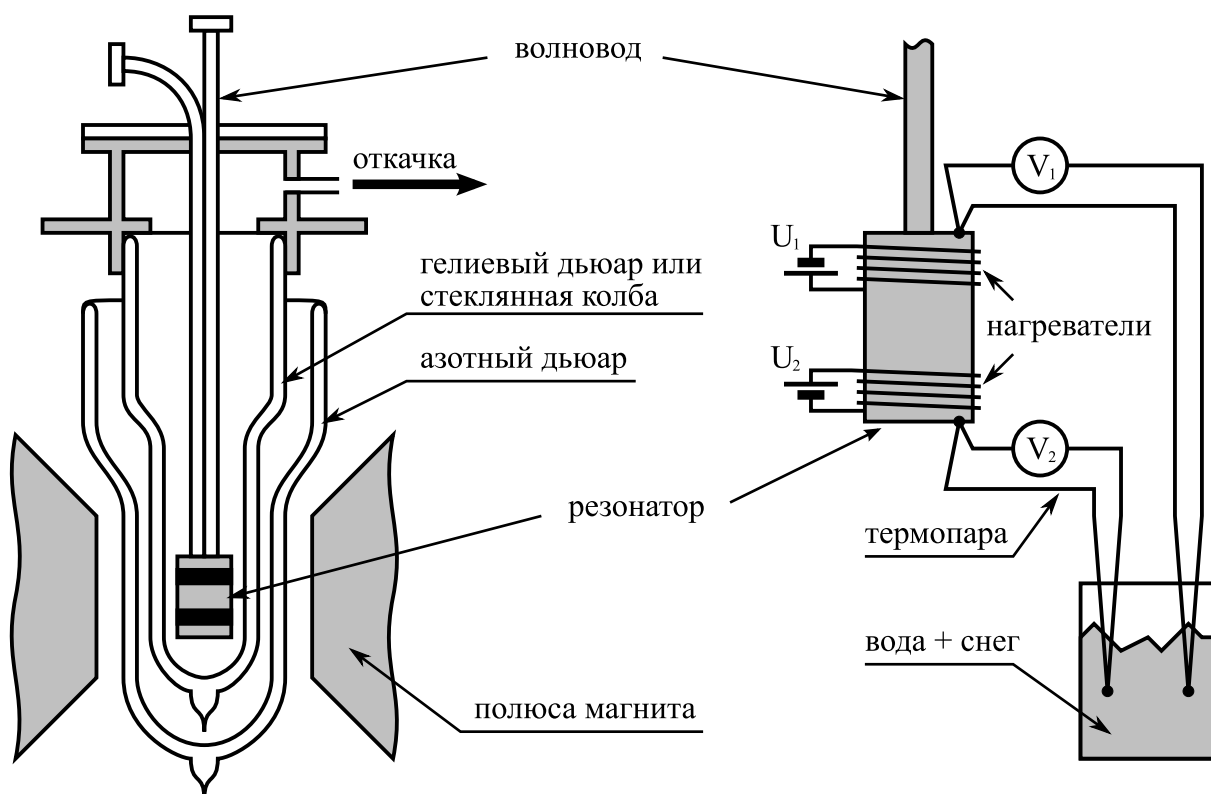


Рис. 6: Схема измерения ФМР при низких температурах.

3 Результаты измерений

3.1 Кривые намагничивания

На рисунке 7 показаны кривые намагничивания при комнатной температуре для образцов S1–S3, полученных в Екатеринбурге [Our1, Our3]. Форма кривых существенно нелинейна, образец S3 имеет ненулевой остаточный момент. Как видно на рис. 7(б), в координатах $M^2 - M/H$ зависимости неплохо описываются линейным законом с резким выходом на насыщение. Такое поведение хорошо соответствует модели биквадратичного взаимодействия, которая предсказывает форму кривой (10), $H = AM + BM^3$, где коэффициенты A и B определяются (11). Ниже приведены обменные параметры образцов, полученные при обработке экспериментальных данных этой простой формулой.

Образец	A	B (кГс $^{-2}$)	J_1 (эрг/см 2)	J_2 (эрг/см 2)
S1	3,2	0,89	0,58	0,08
S2	0,0	2,34	0,44	0,22
S3	-2,5	2,81	0,23	0,39

Модель магнитной близости Слончевского [16] и модель половинного угла [15,18], которые предсказывают отличную от биквадратичной форму энергии (6) и (7), описывают экспериментальные кривые намагничивания гораздо хуже (рис. 7 б). Как видно из рисунка, форма кривых $M(H)$ для обеих моделей практически совпадает. Характерной чертой этих кривых является гораздо более медленный выход на насыщение по сравнению с моделью биквадратичного взаимодействия [Our3].

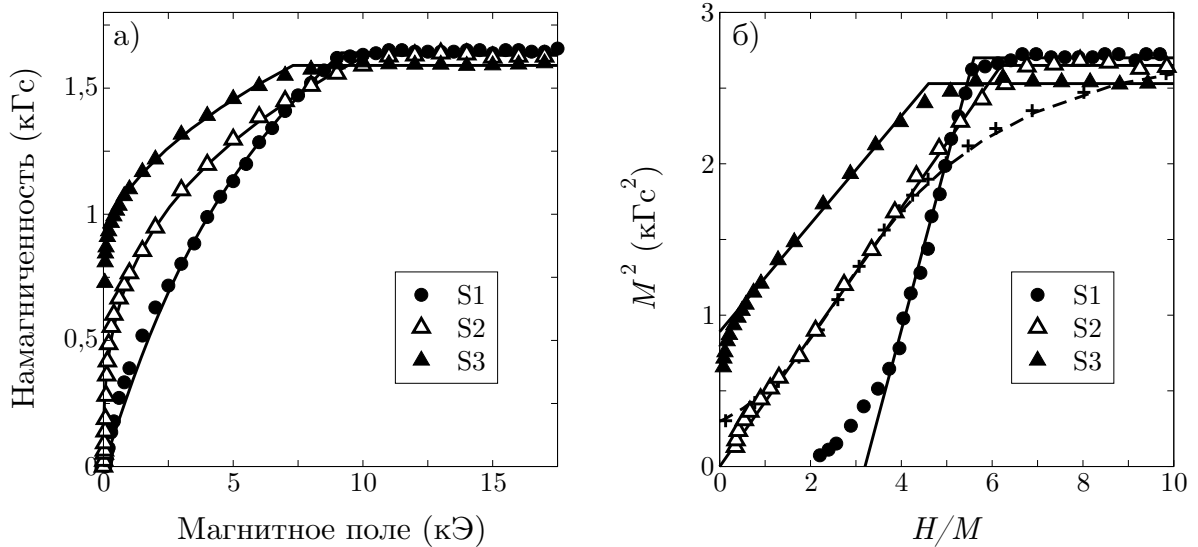


Рис. 7: Кривые намагничивания трех образцов при комнатной температуре в обычных координатах (а) и в координатах $M^2 - M/H$ (б). Точки — эксперимент, сплошные линии — модель биквадратичного взаимодействия. На графике (б) также показаны результаты аппроксимации данных для образца S2 моделью близости (штриховая линия) и половинного угла (крестики).

3.2 Спектры СВЧ поглощения

В качестве основного метода исследования происхождения межслойного взаимодействия в изучаемых сверхрешетках Fe/Cr предполагалось использование метода ФМР.

На рисунке 8 представлены примеры экспериментальных записей резонансных линий при двух ориентациях СВЧ поля для образца S2 [Our1]. При поперечной накачке видна лишь одна линия поглощения большой интенсивности, соответствующая, как это следует из дальнейшего сравнения с расчетом, однородной прецессии намагниченностей всех магнитных слоев. При продольной накачке интенсивность этой линии существенно падает, но наблюдается несколько дополнительных мод колебаний, положения которых отмечены на рисунке стрелками. Природа этих резонансных мод будет обсуждена ниже. Важно отметить, что частота и форма наблюдавшихся линий не зависели от формы образца и полностью повторялись на разных участках одной и той же пленки.

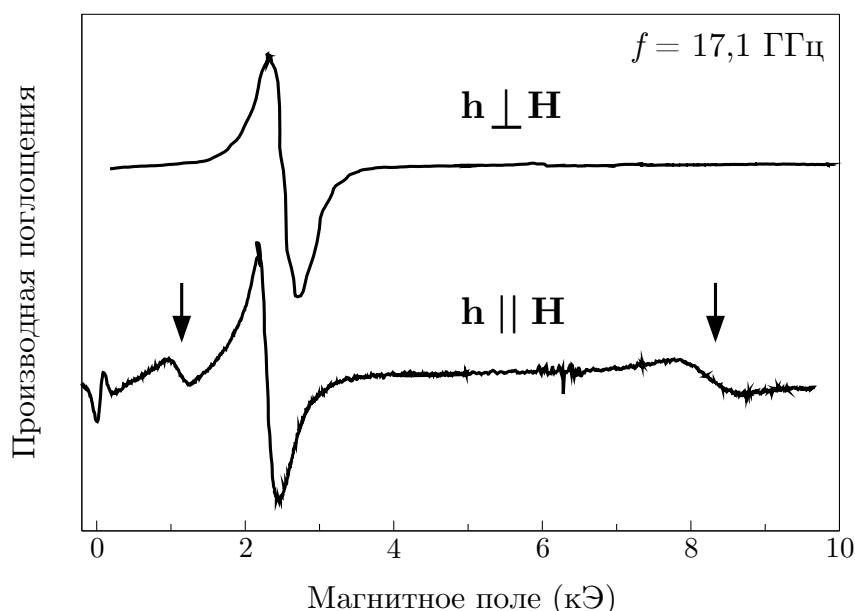


Рис. 8: Примеры экспериментальных спектров для случаев поперечного ($h \perp H$) и продольного ($h \parallel H$) возбуждения резонанса.

Положение линий зависело как от частоты, так и от температуры и направления поля. На рисунке 9 в качестве примера приведены несколько спектров ФМР для образца S1, полученные при различных частотах, температурах и направлениях магнитного поля. На рис. 9(а) представлена серия спектров на разных частотах при комнатной температуре. Для наблюдаемых спектров характерно наличие интенсивной относительно узкой ($\Delta H \approx 100$ Э) резонансной линии, сдвигающейся в сторону больших полей при возрастании частоты. Слева от этой линии наблюдается ряд дополнительных менее интенсивных линий, для которых резонансное поле также увеличивается с ростом частоты. Справа, в области больших полей, наблюдается более широкая линия, у которой, наоборот, резонансное поле уменьшается с ростом частоты.

На рисунке 10 показаны результирующие зависимости резонансных частот от магнитного поля, направленного вдоль легкой оси [100], для образца S1 при комнатной температуре. Кружками на графике показаны положения узкой интенсивной линии

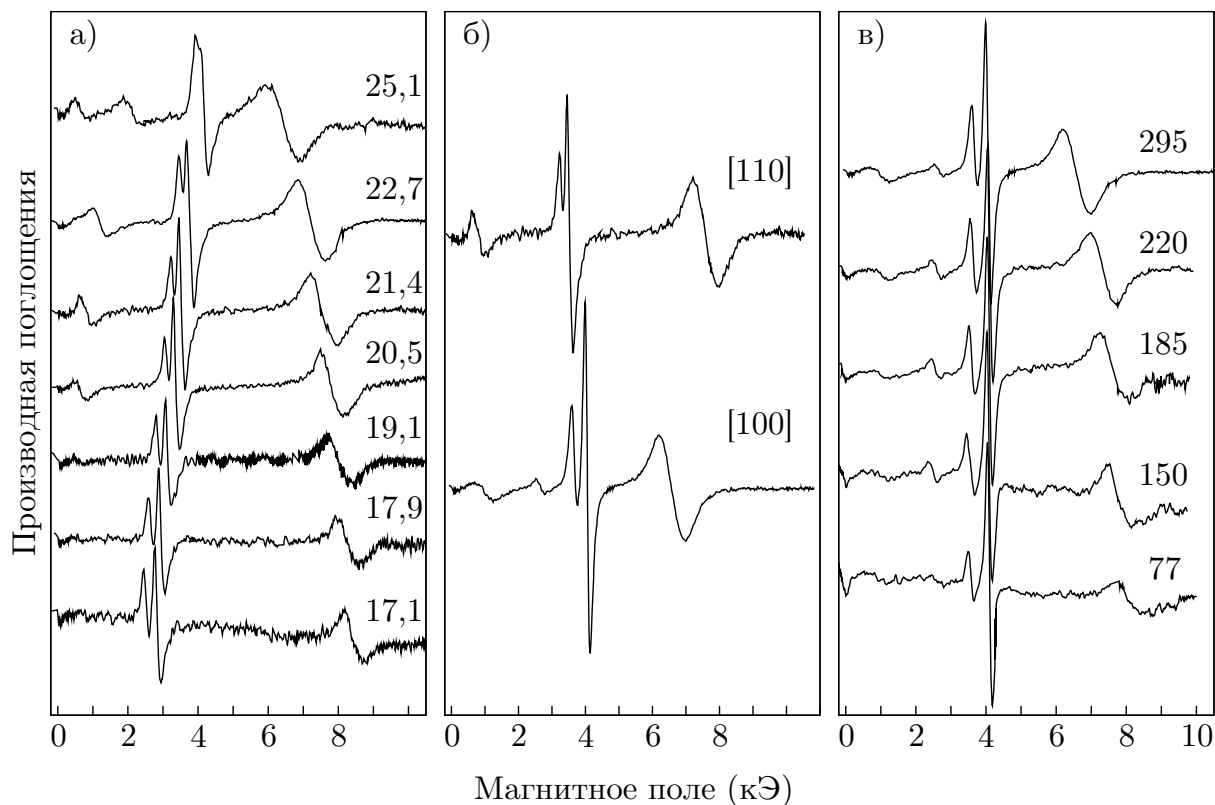


Рис. 9: Зависимость производной поглощения СВЧ мощности от поля для образца S1: (а) — на различных частотах при комнатной температуре, (б) — для двух направлений поля в плоскости пленки при комнатной температуре и частоте 21,4 ГГц, (в) — при различных температурах на частоте 21,4 ГГц.

резонанса, ромбиками — положение широкой линии в области больших полей. На том же графике линиями показаны результаты расчета акустической и оптической резонансных мод на основе простых формул для обменно-связанной двуслойной структуры (12), (13). При этом величины билинейной и биквадратичной констант взяты из приведенных выше результатов подгонки статической кривой намагничивания.

Как видно из рисунка 10, наблюдаемая узкая интенсивная линия резонанса качественно соответствует акустической моде колебаний, а широкая линия в сильных полях — оптической моде. Однако хорошего количественного согласия наблюдаемого спектра с использованными простыми формулами достичь не удастся. Кроме того, обнаруженные дополнительные линии поглощения ФМР этими формулами не объясняются вовсе. Одной из причин расхождения экспериментальных данных с расчетом является наличие у исследуемых структур заметной анизотропии в плоскости пленки, которая не учитывается простыми формулами (12), (13). Эта анизотропия имеет четвертый порядок и связана с кубической кристаллической структурой слоев железа. На рисунке 9(б) показаны примеры спектров, полученных для двух направлений поля в плоскости пленки, соответствующих кристаллографическим направлениям [100] и [110] (легкая и трудная оси намагничивания). Как видно, положение линий поглощения существенно отличается для этих двух случаев.

Помимо зависимости от частоты и направления поля, была обнаружена зависимость резонансных спектров от температуры. На рисунке 9(в) приведена серия спектров, измеренных на частоте 21,4 ГГц при различных температурах, для образца

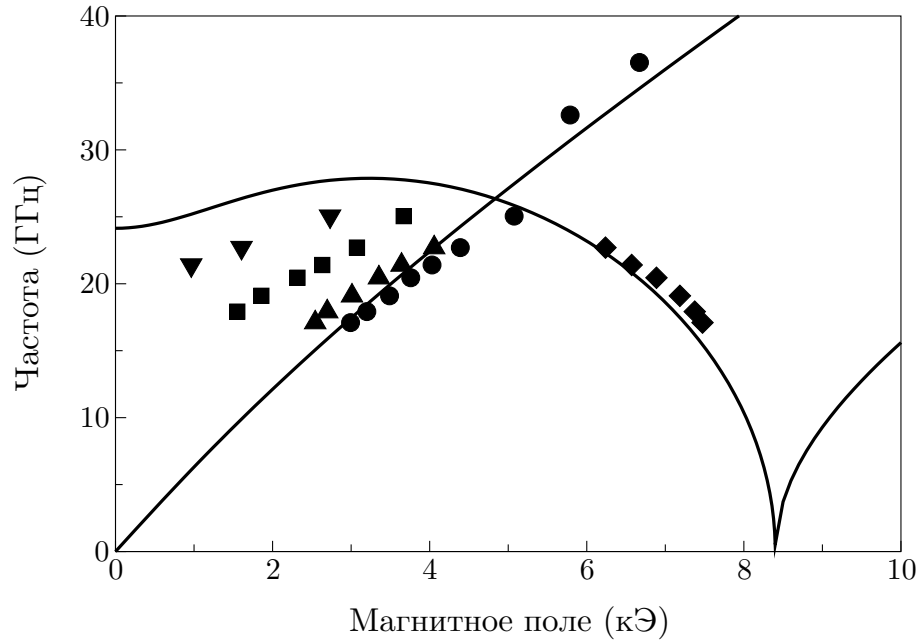


Рис. 10: Зависимость частот ФМР от магнитного поля, приложенного вдоль легкой оси [100], для образца S1 при комнатной температуре. Точками показаны положения экспериментально наблюдаемых линий резонанса. Линии — результат расчета акустической и оптической резонансных мод с обменными параметрами, взятыми из статических измерений, и $K_{\text{eff}} = 10$.

S1. Наиболее сильная температурная зависимость наблюдается для линии в области сильных полей, соответствующей оптической моде колебаний. С увеличением температуры значение резонансного поля для этой линии поглощения уменьшается. Серия линий в области малых полей демонстрирует относительно слабую температурную зависимость.

Приведенные выше данные касались только образца S1. Однако вид резонансных спектров и характер их зависимости от частоты, температуры и направления поля в плоскости пленки качественно подобен для всех изучаемых образцов [Our3, Our4]. Основной особенностью спектров ФМР для исследуемых сверхрешеток является наличие, наряду с акустической и оптической модами, дополнительных линий резонанса. Было предположено, что эти линии связаны с возбуждением в сверхрешетке колебательных мод, неоднородных по толщине структуры, с промежуточным между 0 и π сдвигом фазы прецессии намагниченности соседних слоев железа.

Для проверки этого предположения был предпринят расчет полевых зависимостей частот спиновых волн в рассматриваемой структуре в модели биквадратичного взаимодействия. Поскольку вид экспериментальных спектров сильно зависит от направления поля в плоскости пленки, в расчете необходим учет анизотропии четвертого порядка кристалла железа. Следующий раздел посвящен данному расчету.

4 Расчет спектра магнитных колебаний слоистой структуры

В этом разделе мы получим выражения для кривой намагничивания и спектра магнитных колебаний слоистой магнитной структуры [Our3]. Результаты получены для случая магнитного поля, направленного в плоскости пленки. Окончательные формулы могут быть выведены, считая количество слоев бесконечным, что качественно является хорошим приближением реальной конечной сверхрешетки. Спектр колебаний будет получен для случая волнового вектора, перпендикулярного плоскости пленки. Этот случай является наиболее важным для нас по постановке эксперимента, а именно по следующим причинам:

- В силу малости межслойного взаимодействия, колебания намагниченности, неоднородные по толщине образца образуют дискретный спектр с достаточно малыми собственными частотами, попадающими в используемый экспериментально интервал. Интуитивно ясно, что частоты таких мод лежат в диапазоне между акустической и оптической ветвями резонанса.
- Из-за скин-эффекта высокочастотное магнитное поле в измерениях ФМР распределено неоднородно по толщине пленки, что способствует возбуждению неоднородных по толщине магнитных колебаний.

Слабость межслойного взаимодействия по сравнению с обменом внутри ферромагнитных слоев позволяет сделать важное упрощение. Для каждого отдельного магнитного слоя мы будем считать, что его намагниченность всегда однородна по объему, независимо от внешних полей, т. е. каждый слой ведет себя как один магнитный момент.

Таким образом, система, фактически, сводится к цепочке магнитных моментов, взаимодействие в которой достаточно ограничить ближайшими соседями. При этом, в отличие от классической ферро- либо антиферромагнитной цепочки, рассматриваемое взаимодействие имеет более сложный характер, включая биквадратичный обмен наряду с обычным билинейным. Поскольку в этом случае возможна неколлинеарность соседних магнитных моментов, в системе могут существовать различные типы упорядочения, в том числе непериодические. Однако наиболее важным для нас с экспериментальной точки зрения является простейший случай двух подрешеток, скошенных друг относительно друга. Обоснование этого утверждения обсуждается в подразделе о применимости полученных решений.

4.1 Выражение для энергии

Все результаты будут получены исходя из следующего выражения для энергии многослойной структуры:

$$E = - \sum_i M_S V(\mathbf{H}, \mathbf{m}_i) + \sum_i \{ J_1 S(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_{i+1}) + J_2 S(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_{i+1})^2 \} + \sum_i \frac{KV}{2} (\mathbf{m}_i, \mathbf{z})^2 - \sum_i \frac{AV}{4} \{ (\mathbf{m}_i, \mathbf{x})^4 + (\mathbf{m}_i, \mathbf{y})^4 \} \quad (14)$$

Полная энергия представляет собой сумму по всем слоям с магнитным моментом i -го слоя $M_S V \mathbf{m}_i$ (\mathbf{m}_i — единичный вектор в направлении намагниченности M_S). Первая сумма в выражении (14) есть энергия, связанная с магнитным полем (энергия Зеемана). Вторая сумма дает энергию межслойного взаимодействия с билинейной (J_1) и биквадратичной (J_2) составляющими. Оставшиеся слагаемые представляют анизотропный вклад в энергию. Здесь квадратичный член — энергия легкоплоскостной анизотропии (\mathbf{z} — нормаль к плоскости). Эта анизотропия в основном связана с размагничиванием и коэффициент K с хорошей точностью равен $4\pi M_S^2$ (размагничивающий фактор для тонкой пленки). Поскольку эксперименты показывают наличие существенной анизотропии 4-го порядка в плоскости пленки, в энергию системы необходимо дописать соответствующие члены, представленные в формуле (14) последней суммой (\mathbf{x}, \mathbf{y} — оси легкого намагничивания).

В полной энергии (14) анизотропная и зеемановская составляющие пропорциональны объему магнитного слоя V , а слагаемые, связанные с межслойным взаимодействием пропорциональны площади слоя S . Удобно записать энергию сверхрешетки в расчете на единицу площади:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & - \sum_i M_S d(\mathbf{H}, \mathbf{m}_i) + \sum_i \{J_1(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_{i+1}) + J_2(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_{i+1})^2\} + \\ & + \sum_i \frac{Kd}{2}(\mathbf{m}_i, \mathbf{z})^2 - \sum_i \frac{Ad}{4} \{(\mathbf{m}_i, \mathbf{x})^4 + (\mathbf{m}_i, \mathbf{y})^4\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где d — толщина ферромагнитного слоя.

4.2 Расчет кривых намагничивания

Расчет статической намагниченности проводится в случае магнитного поля, лежащего в плоскости структуры. Кроме того, в силу большой величины размагничивающего эффекта, намагниченности ферромагнитных пленок также всегда лежат в плоскости. Таким образом, в статическом случае компонента намагниченности $(\mathbf{m}_i, \mathbf{z}) = 0$, а положение вектора \mathbf{m}_i описывается углом φ_i по отношению к произвольной оси (например \mathbf{x}) в плоскости пленки. Выражение энергии (15) с точностью до константы запишется тогда в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & -dHM_S \sum_i \cos(\varphi_i - \psi) + J_1 \sum_i \cos(\varphi_i - \varphi_{i+1}) + \\ & + J_2 \sum_i \cos^2(\varphi_i - \varphi_{i+1}) - \frac{Ad}{16} \sum_i \cos(4\varphi_i), \end{aligned} \quad (16)$$

где ψ — угол между легкой осью \mathbf{x} и магнитным полем H .

Равновесное значение углов φ_i определяется из условий:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varphi_i} = 0, \quad \sum_{i,j} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \varphi_i \partial \varphi_j} \delta \varphi_i \delta \varphi_j > 0, \quad (17)$$

для произвольных достаточно малых $\delta \varphi_i$. Из первого условия определяются экстремумы энергии, второе условие ограничивает выбор только ее минимальными значениями.

В этом подразделе мы получим значения углов, дающие экстремальные значения энергии. Анализ на минимальность проводится в следующем подразделе. После дифференцирования выражения (16) первое из условий (17) сводится к системе уравнений:

$$dHM_S \sin(\varphi_i - \psi) - J_1 \{ \sin(\varphi_i - \varphi_{i-1}) + \sin(\varphi_i - \varphi_{i+1}) \} - J_2 \{ \sin 2(\varphi_i - \varphi_{i-1}) + \sin 2(\varphi_i - \varphi_{i+1}) \} + \frac{Ad}{4} \sin(4\varphi_i) = 0 \quad (18)$$

Как оказывается, решение уравнений (18) можно довести до окончательного аналитического выражения в предположении двухподрешеточного упорядочения магнитных моментов слоев ($\varphi_{i-1} = \varphi_{i+1}$), когда намагниченности подрешеток расположены симметрично относительно внешнего магнитного поля. Реализация такой структуры возможна в случае поля приложенного вдоль легкой ($\psi = 0$) либо трудной ($\psi = \pi/4$) оси анизотропии. Заметим, что рассматриваемая упрощенная структура одновременно наиболее важна на практике. Математическое выражение указанных упрощений:

$$\varphi_i = \psi + (-1)^i \varphi, \quad \psi = 0, \pi/4, \quad (19)$$

где φ — угол между магнитным полем и намагниченностью подрешетки (половина угла скоса подрешеток, рис. 11а и 11б). Подстановка условий (19) в систему (18) приводит к единственному уравнению на угол φ :

$$[dHM_S - (4J_1 - 8J_2 \pm Ad) \cos \varphi - (16J_2 \mp Ad) \cos^3 \varphi] \sin \varphi = 0. \quad (20)$$

Здесь и далее верхние знаки (плюс или минус) соответствуют направлению поля вдоль легкой оси ($\psi = 0$), а нижние — вдоль трудной ($\psi = \pi/4$). Уравнение (20) очевидным образом распадается на два решения. Для удобства введем эффективные поля билинейного и биквадратичного обмена, а также поле анизотропии по формулам:

$$H_{J_1} = \frac{4J_1}{dM_S}, \quad H_{J_2} = \frac{8J_2}{dM_S}, \quad H_A = \frac{A}{M_S}. \quad (21)$$

Тогда, принимая во внимание, что $\cos \varphi = M/M_S$, получаем выражения для намагниченности структуры:

$$H = (H_{J_1} - H_{J_2} \pm H_A) \frac{M}{M_S} + 2(H_{J_2} \mp H_A) \left(\frac{M}{M_S} \right)^3, \quad (22)$$

$$M = M_S. \quad (23)$$

Зависимость $M(H)$, задаваемая неявно уравнением (22), соответствует случаю ненулевого угла между намагниченностями подрешеток. Решение (23) соответствует состоянию насыщения, когда намагниченности всех слоев ориентированы вдоль магнитного поля ($\varphi = 0$). Величина поля насыщения получается из формулы (22) при подстановке $M = M_S$:

$$H_S = H_{J_1} + H_{J_2} \mp H_A. \quad (24)$$

Обратим внимание, что несмотря на учет анизотропии, полученная форма кривой намагничивания (22) совпадает с простой формулой для сэндвича (10) с точностью до коэффициентов A и B . То есть по-прежнему критерием применимости биквадратичной модели остается линейность кривой намагничивания в координатах $H/M - M^2$.

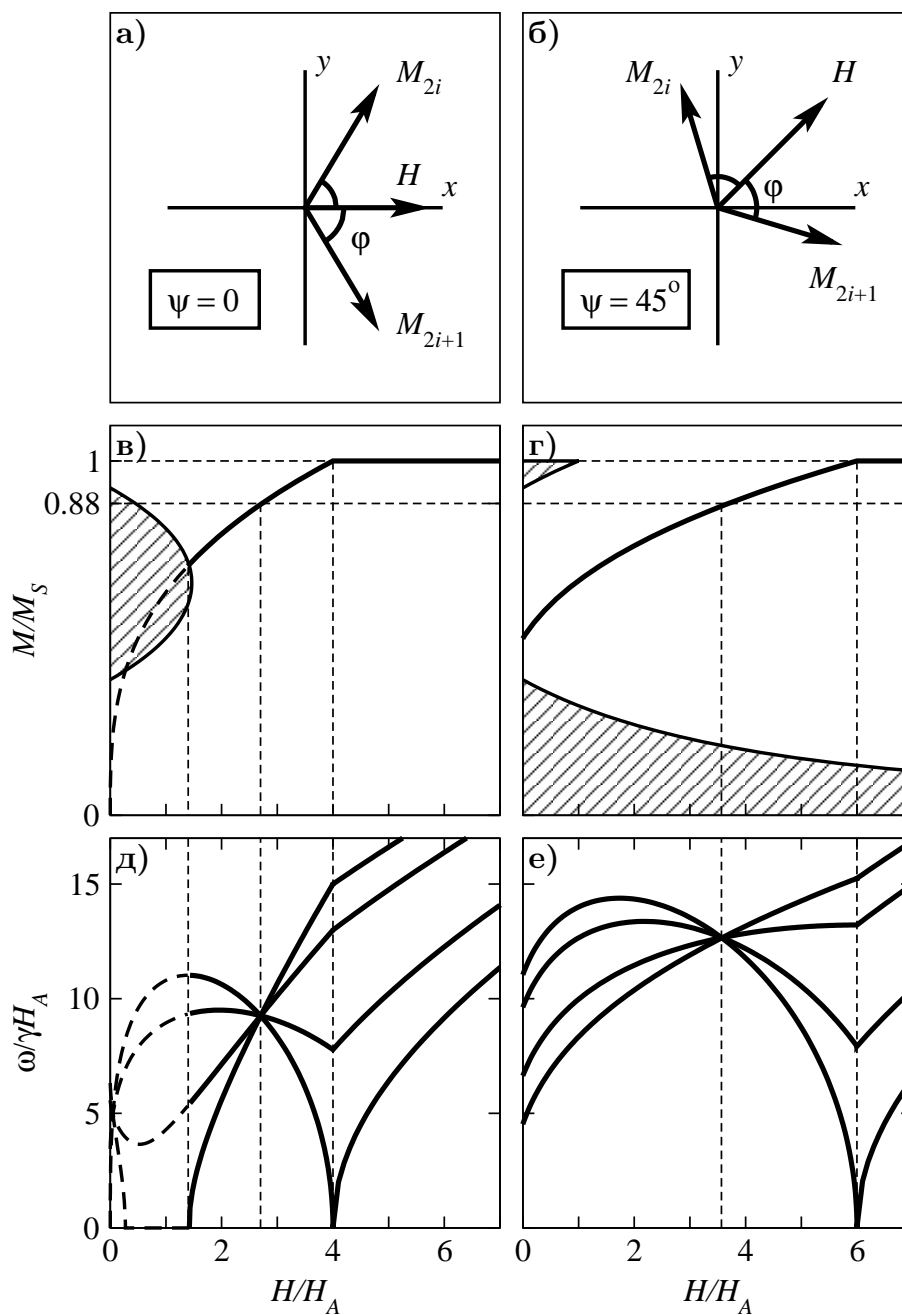


Рис. 11: Расположение подрешеток для случаев магнитного поля, приложенного вдоль легкой (а) и трудной (б) осей в плоскости пленки, а также соответствующие расчетные полевые зависимости намагниченности (в, г) и частот спиновых волн (д, е). Используются параметры: $H_{J1}/H_A = 2$, $H_{J2}/H_A = 3$, $H_U/H_A = 40$ (значения типичны для реальных сверхрешеток). На графиках (в, г) заштрихованы области, где нарушается рассмотренная симметричная двухподрешеточная структура.

4.3 Область применимости полученных выражений

Выражения (22) и (23) являются условиями экстремума энергии (16). Чтобы проверить, являются ли эти экстремумы минимумами, то есть устойчива ли предположенная двухподрешеточная структура, необходимо проверить выполнение второго из условий (17). После дифференцирования это условие принимает вид:

$$4C_1 \sum_k \delta\varphi_k^2 - C_2 \sum_k (\delta\varphi_k - \delta\varphi_{k+1})^2 > 0, \quad (25)$$

для произвольных, достаточно малых $\delta\varphi_k$, где

$$C_1 = H \cos \varphi \pm H_A \cos(4\varphi), \quad C_2 = H_{J1} \cos(2\varphi) + H_{J2} \cos(4\varphi).$$

Рассмотрим отклонения угла $\delta\varphi_k$ как коэффициенты разложения Фурье некоторой комплексной функции, определенной на отрезке действительной оси $[-\pi, \pi]$:

$$f(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\varphi_k e^{ikt}, \quad \delta\varphi_k = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) e^{-ikt} dt.$$

Подстановка $\delta\varphi_k$ в (25) приводит к неравенству:

$$\int_{-\pi}^{\pi} \{4C_1 - 2C_2 - 2C_2 \cos t\} |f(t)|^2 dt > 0.$$

Поскольку $-1 < \cos t < 1$, то для выполнения этого неравенства достаточно двух условий:

$$C_1 > 0, \quad C_1 - C_2 > 0.$$

С другой стороны эти условия являются необходимыми, т.к. первое получается из (25) при $\delta\varphi_i = \delta\varphi_{i+1}$, а второе при $\delta\varphi_i = -\delta\varphi_{i+1}$. Таким образом, окончательно получаем условия применимости двухподрешеточной модели и соответствующих формул для намагниченности структуры (22) либо (23):

$$H \cos \varphi \pm H_A \cos(4\varphi) > 0, \quad (26)$$

$$H \cos \varphi \pm H_A \cos(4\varphi) - H_{J1} \cos(2\varphi) - H_{J2} \cos(4\varphi) > 0, \quad (27)$$

Проанализируем теперь с помощью полученных неравенств, в каких случаях применимы по отдельности решения (22) и (23). Подстановка решения (23) $M = M_S$ ($\cos \varphi = 0$), соответствующего насыщению намагниченности, приводит к достаточно очевидным результатам:

$$H > \mp H_A, \quad H > H_S.$$

Как и предполагалось, насыщение достигается в полях больших H_S . Кроме того, в случае поля, направленного вдоль трудной оси, поле насыщения не может быть меньше поля анизотропии H_A , что также очевидно.

Интереснее и важнее рассмотреть область применимости более нетривиального решения (22). Оказывается, что неравенство (27) после подстановки (22) сводится к простому условию

$$\frac{\partial H}{\partial M} > 0,$$

т. е. устойчивы лишь ветви функции $M(H)$, для которых намагниченность растет с полем. Таким образом, единственным нетривиальным условием применимости формулы (22) является неравенство (26), которое при подстановке $\cos \varphi = M/M_S$ дает:

$$\frac{H}{H_A} > \mp \frac{\cos 4\varphi}{\cos \varphi} = \mp \left\{ 8 \left(\frac{M}{M_S} \right)^3 - 8 \frac{M}{M_S} + \frac{M_S}{M} \right\}. \quad (28)$$

Полученное соотношение определяет область в координатах $H/H_A - M/M_S$, где реализуется симметричное двухподрешеточное упорядочение магнитных моментов сверхрешетки, и реализуется зависимость $M(H)$, даваемая формулой (22). Кривая намагничивания (22), построенная в тех же координатах, применима только на участках, лежащих внутри указанной области (рис. 11в и 11г).

Из неравенства вытекает, что в отсутствие поля подрешетки располагаются симметрично относительно трудной оси если величина скоса $2\varphi_0$ находится в интервале $\pi/4 < 2\varphi_0 < 3\pi/4$, и симметрично относительно легкой оси при $2\varphi_0 < \pi/4$ либо $2\varphi_0 > 3\pi/4$.

В практически важном случае обменных полей много больших поля анизотропии ($H_S \gg H_A$) формула (22) справедлива в широком диапазоне, за исключением относительно малых полей ($H \lesssim H_A$).

4.4 Расчет частот ФМР

Для расчета частот магнитных колебаний используются уравнения Ландау-Лифшица без диссипативного члена:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{m}_j}{\partial t} = -[\mathbf{m}_j, \mathbf{H}_j^{\text{eff}}], \quad (29)$$

где эффективное поле $\mathbf{H}_j^{\text{eff}}$ находится дифференцированием полной энергии (14) по магнитному моменту j -го слоя $M_S V \mathbf{m}_j$:

$$\mathbf{H}_j^{\text{eff}} = -\frac{1}{M_S V} \frac{\partial E}{\partial \mathbf{m}_j},$$

что дает в нашем случае:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_j^{\text{eff}} = \mathbf{H} - \frac{H_{J1}}{4} (\mathbf{m}_{j-1} + \mathbf{m}_{j+1}) - \frac{H_{J2}}{4} \{ (\mathbf{m}_j, \mathbf{m}_{j-1}) \mathbf{m}_{j-1} + (\mathbf{m}_j, \mathbf{m}_{j+1}) \mathbf{m}_{j+1} \} - \\ - H_U m_{zj} \mathbf{z} + H_A (m_{xj}^3 \mathbf{x} + m_{yj}^3 \mathbf{y}). \end{aligned}$$

Здесь для удобства введено эффективное поле легкоплоскостной анизотропии $H_U = K/M_S$. Для расчета спектра ищем решение уравнения (29) в виде суммы статической намагниченности и волны малой амплитуды:

$$\mathbf{m}_j = \mathbf{m}_j^0 + \delta \mathbf{m}_j e^{-i(\omega t - qj)}. \quad (30)$$

Величина q представляет собой произведение волнового вектора на период сверхрешетки, или другими словами разность фаз прецессии намагниченности соседних ферромагнитных слоев. Соответственно, $q = 0$ соответствует акустической моде колебаний, а $q = \pi$ — оптической.

Для рассматриваемой симметричной двухподрешеточной модели все слои эквивалентны, поэтому можно сразу ограничить поиск решений условием $|\delta \mathbf{m}_j| = \text{const}$.

Кроме того, в силу малости амплитуды прецессии, полагаем $(\mathbf{m}_j^0, \delta\mathbf{m}_j) = 0$. Принимая во внимание сказанное, статическая и динамическая составляющие намагниченности (30) в случае поля, направленного вдоль легкой оси \mathbf{x} , имеют вид:

$$\mathbf{m}_j^0 = (\cos \varphi, (-1)^j \sin \varphi, 0), \quad \delta\mathbf{m}_j = (\delta m (-1)^j \sin \varphi, -\delta m \cos \varphi, \delta m_z).$$

Подстановка в уравнение Ландау-Лифшица (29) и линеаризация по $\delta\mathbf{m}$ приводит после несколько громоздких преобразований к линейной системе из двух уравнений:

$$\begin{aligned} -\frac{i\omega}{\gamma} \delta m &= A_1 \cdot \delta m_z \\ -\frac{i\omega}{\gamma} \delta m_z &= -A_2 \cdot \delta m \end{aligned} \quad (31)$$

, где

$$A_1 = H \cos \varphi + H_U - (H_{J1} + H_{J2} \cos 2\varphi) (\cos^2 \varphi - \cos^2 \frac{q}{2}) + H_A (\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi),$$

$$A_2 = H \cos \varphi - (H_{J1} \cos 2\varphi + H_{J2} \cos 4\varphi) \sin^2 \frac{q}{2} + H_A \cos 4\varphi.$$

Спектр спиновых волн получается из (31) очевидным образом: $\omega_q^2 = \gamma^2 A_1 A_2$. В полях меньше поля насыщения, когда реализуется зависимость $M(H)$, даваемая (22), получаем:

$$\boxed{\frac{\omega_q^2}{\gamma^2} = \left\{ (H_{J1} + H_{J2} \cos 2\varphi) \cos^2 \frac{q}{2} + H_U + H_A \sin^2 \varphi \right\} \times \left\{ H \cos \varphi - (H_{J1} \cos 2\varphi + H_{J2} \cos 4\varphi) \sin^2 \frac{q}{2} + H_A \cos 4\varphi \right\}.} \quad (32)$$

Рассматривая φ как параметр и принимая во внимание, что $\cos \varphi = M/M_S$, из выражений (22) и (32) можно получить как кривую намагничивания, так и зависимость $\omega_q(H)$. В полях больше поля насыщения, когда $\varphi = 0$, зависимость частоты магнитных колебаний от поля выражается явным образом:

$$\boxed{\frac{\omega_q^2}{\gamma^2} = \left\{ H + H_U - (H_{J1} + H_{J2}) \sin^2 \frac{q}{2} + H_A \right\} \left\{ H - (H_{J1} + H_{J2}) \sin^2 \frac{q}{2} + H_A \right\}.} \quad (33)$$

Формулы (32) и (33) получены для случая поля, направленного вдоль легкой оси в плоскости пленки. Для того чтобы получить аналогичные формулы для поля, направленного вдоль трудной оси, надо произвести поворот системы координат на угол $\pi/4$ вокруг оси z и посмотреть, как преобразуются коэффициенты, связанные с анизотропией, в выражении для энергии (14). Получаем:

$$\begin{aligned} \frac{H_U}{2} m_z^2 - \frac{H_A}{4} (m_x^4 + m_y^4) &\rightarrow \frac{H_U}{2} m_z^2 - \frac{H_A}{4} \left[\left(\frac{m'_x - m'_y}{\sqrt{2}} \right)^4 + \left(\frac{m'_x + m'_y}{\sqrt{2}} \right)^4 \right] = \\ &= \frac{H_U}{2} m_z^2 - \frac{H_A}{8} (m_x'^4 + m_y'^4 + 6m_x'^2 m_y'^2). \end{aligned}$$

Учитывая, что:

$$1 = (m_x'^2 + m_y'^2 + m_z^2)^2 = m_x'^4 + m_y'^4 + m_z^4 + 2m_x'^2 m_y'^2 + 2m_z^2 (1 - m_z^2),$$

отбрасывая несущественные члены, пропорциональные m_z^4 , получаем преобразование эффективных полей:

$$\begin{aligned} H_A &\rightarrow -H_A \\ H_U &\rightarrow H_U + \frac{3}{2}H_A \end{aligned} \quad (34)$$

Делая соответствующую замену в формулах (32) и (33), получим частоты для случая поля, направленного вдоль трудной оси.

Из выражений (32) и (33) видно, что частота оптической моды ($q = \pi$) обращается в ноль при $H = H_S$, а частота акустической моды $\omega_0 = 0$ ($q = 0$) при $H/H_A = \mp \cos 4\varphi / \cos \varphi$, т. е. в точке, где нарушается симметричная структура подрешеток (ср. (28)). Этот результат понятен, т. к. обращение в ноль одной из собственных частот означает потерю устойчивости статической конфигурации системы. В случае оптической моды, при $H = H_S$, теряется устойчивость коллинеарного положения подрешеток (насыщенного состояния), а в случае акустической моды — нарушается симметричность расположения подрешеток относительно магнитного поля.

Интересно отметить еще одно свойство уравнения (32). В случае, когда эффективное поле легкоплоскостной анизотропии много больше обменных полей $H_U \gg H_{J1}, H_{J2}$, все кривые $\omega_q(H)$ пересекаются приблизительно в одной точке, для которой выполняется условие $H_{J1} \cos 2\varphi + H_{J2} \cos 4\varphi = 0$. Рисунок 11 (д, е) иллюстрирует данное свойство спектров $\omega_q(H)$.

4.5 Сравнение с численным расчетом

Отметим, что конечность количества слоев в реальных структурах приводит к некоторым важным поправкам к приведенному аналитическому расчету [Ouz3,37]. Связано это с тем, что в бесконечной сверхрешетке каждый слой взаимодействует с двумя соседними, поэтому все слои находятся в одинаковых условиях, и двухподрешеточное упорядочение может осуществляться. Однако в случае конечной сверхрешетки, граничные слои, в отличие от внутренних, взаимодействуют лишь с одним внутренним слоем. Благодаря этому в магнитном поле намагнитченности граничных слоев подкашиваются сильнее магнитных моментов внутренних слоев. При этом из-за взаимодействия с граничными слоями во внутренних слоях также происходит отклонение от двухподрешеточного упорядочения.

В случае, когда количество слоев составляет величину порядка 10, отклонение частот колебаний структуры от расчетного может быть существенным. На рисунке 12 для модельной 20-слойной структуры приллюстрировано различие вида зависимостей $\omega(H)$, полученных с помощью аналитического и численного расчетов.

Как видно из рисунка, совпадение в целом достаточно хорошее за исключением области вблизи точки пересечения различных ветвей спектра. В аналитическом расчете все линии $\omega_q(H)$ с хорошей точностью пересекаются в одной точке. Численный счет предсказывает в этой области наличие двух линий $\omega(H)$, проходящих существенно выше и ниже точки пересечения остальных ветвей спектра (на рисунке показано стрелками).

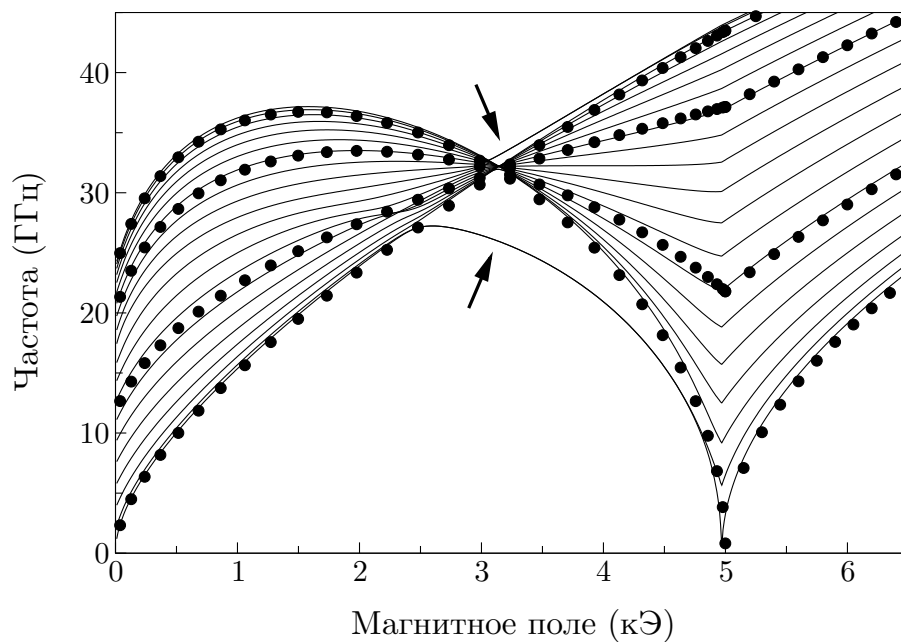


Рис. 12: Результаты численного счета собственных частот магнитных колебаний в структуре из 20 слоев (линии) и аналитические зависимости частот от поля для $q = 0, 1, 2, \pi$ (точки). Значения использованных параметров: $H_A = 0$, $H_{J1} = 2$ кЭ, $H_{J2} = 3$ кЭ, $H_U = 40$ кЭ.

5 Результаты аппроксимации спектров ФМР

На рисунках 13, 14 изображены результаты сравнения экспериментальных спектров с аналитическим расчетом для образцов S1–S4 при комнатной температуре [Our3, Our5]. Используемые параметры и значения q для неоднородных мод резонанса приведены в таблице:

Образец	J_1 (эрг/см ²)	J_2 (эрг/см ²)	H_U (Э)	H_A (Э)	q
S1	0,58	0,08	20 000	500	0,6; 1,0; 1,4
S2	0,40	0,20	18 000	300	0,9; 1,8
S3	0,29	0,32	21 000	400	0,9; 1,3; 1,7
S4	0,51	0,14	22 000	500	0,8; 1,1; 1,4; 1,7; 2,2

В целом наблюдается неплохое согласие экспериментальных спектров с результатами аналитического расчета. Экспериментальные зависимости $\omega(H)$ для дополнительных линий резонанса хорошо описываются неоднородными колебательными модами со значениями q между 0 и π . Хорошо описывается различие спектров для разных направлений магнитного поля в плоскости пленки. Полученные значения обменных констант в основном неплохо согласуются с приведенными выше данными измерений статической намагниченности. Величина эффективного поля одноосной анизотропии H_U удовлетворительно согласуется со значением размагничивающего поля тонкой пленки железа $4\pi M_S \approx 22000$, а величина анизотропии 4-го порядка — с ее значением для объемного кристалла железа $H_A \approx 500$ Э.

Наблюдаемое количество дополнительных резонансных мод отличалось для разных образцов. Теоретически число мод должно равняться количеству ФМ слоев в сверхрешетке, однако реально наблюдается меньшее число резонансных линий. Наибольшее количество резонансных мод наблюдалось для образца S4. При анализе экспериментальных данных аналитическими зависимостями величина q (сдвиг фаз прецессии намагниченности соседних слоев) являлась подгоночным параметром. Оказывается, что для образца S4 значения q хорошо соответствуют формуле

$$q = \frac{n\pi}{N-1},$$

где $N = 10$ — количество слоев железа, а n пробегает значения 0, 2, 3, 4, 5, 6, 9. Таким образом, для этого образца возбуждаются все стоячие моды магнитных колебаний. Отсутствие в спектре мод со значениями $n = 1$ и $n = 7; 8$ можно объяснить их близостью по частоте соответственно к акустической и оптической ветвям спектра, в результате чего эти линии не разрешаются.

Для образцов S1–S3 представляется затруднительным объяснить наблюдаемые значения q и проанализировать причины возбуждения соответствующих резонансных мод.

Несмотря на в целом хорошее согласие экспериментальных и теоретических спектров, наблюдается отклонение расчетных кривых от экспериментальных данных для спадающей ветви $\omega(H)$, обозначенной на рисунках 13, 14 светлыми ромбиками. Как было указано выше, подобное отклонение может быть связано с конечностью числа слоев сверхрешетки.

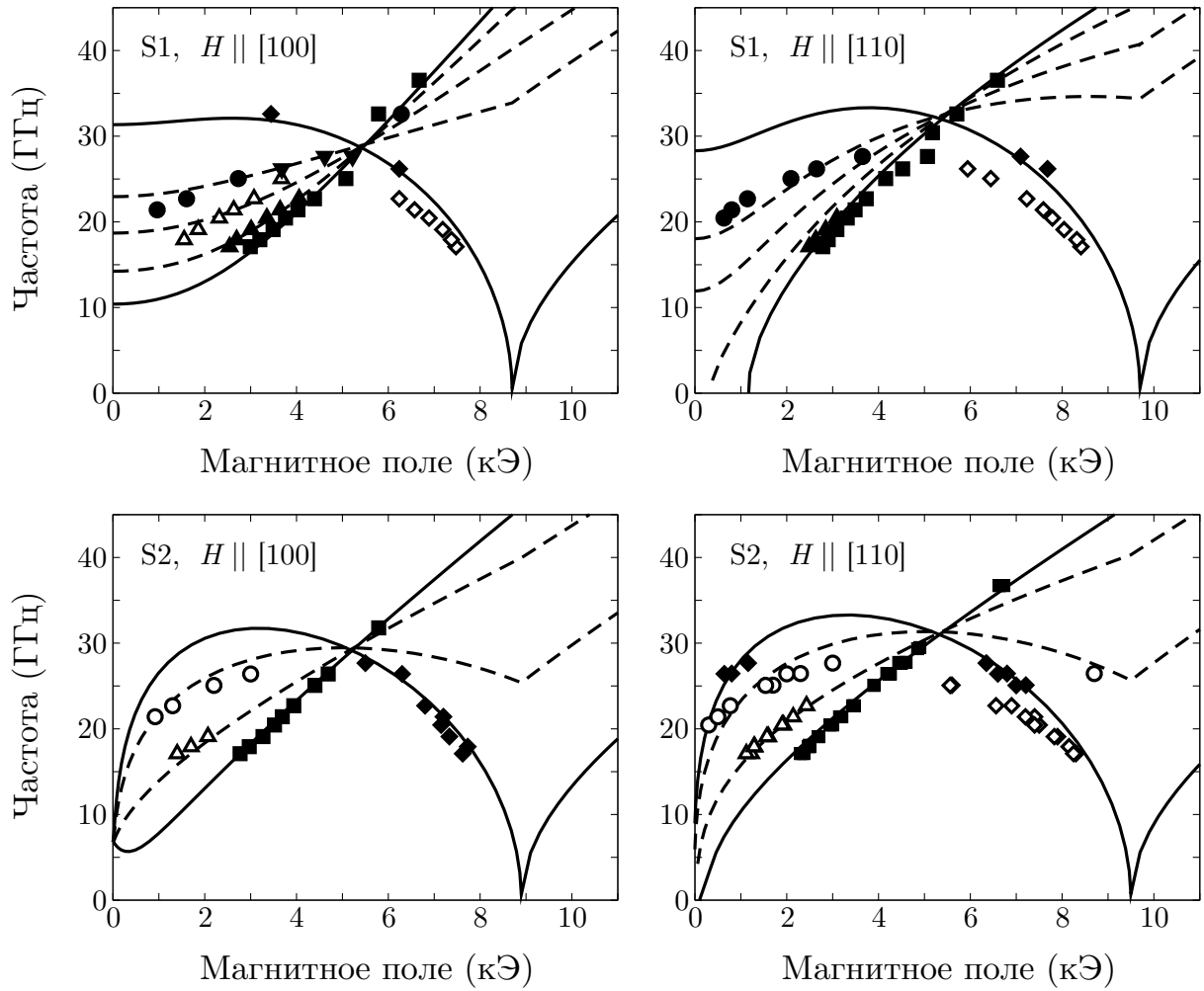


Рис. 13: Аппроксимация экспериментальных зависимостей резонансных частот от поля для образцов S1, S2 (точки) на основании аналитического расчета (линии). Сплошные линии — акустическая ($q = 0$) и оптическая ($q = \pi$) ветви спектра. Пунктирные линии соответствуют неоднородным колебательным модам. Значения параметров приведены в таблице в тексте.

На рисунке 15 приведены результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей $\omega(H)$ для образца S1 на основании численного счета. Как видно, совпадение практически идеальное. Описывается в том числе и спадающая ветвь $\omega(H)$ спектра. Подгоночные значения обменных констант при комнатной температуре $J_1 = 0,62$ эрг/см², $J_1 = 0,06$ эрг/см² хорошо согласуются с результатами подгонки аналитическими формулами.

На рисунке 15 в качестве примера показаны также экспериментальные спектры, полученные при минимальной и максимальной температурах, доступных в экспериментах, и результаты их аппроксимации на основании численного счета. В результате данной процедуры были получены температурные зависимости обменных констант для четырех исследуемых образцов, которые обсуждаются в следующем разделе.

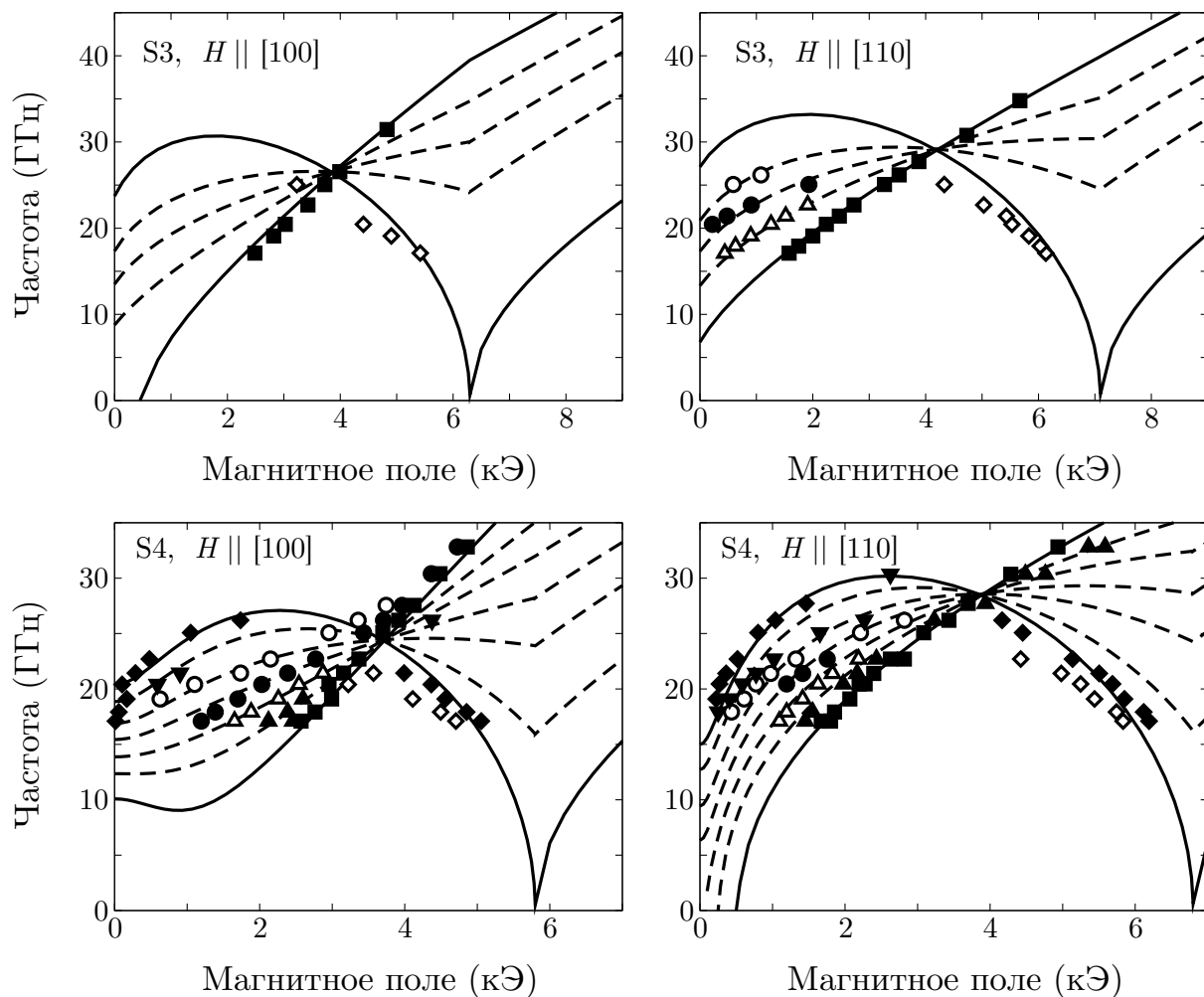


Рис. 14: Аппроксимация экспериментальных зависимостей резонансных частот от поля для образцов S3, S4 (точки) на основании аналитического расчета (линии). Сплошные линии — акустическая ($q = 0$) и оптическая ($q = \pi$) ветви спектра. Пунктирные линии соответствуют неоднородным колебательным модам. Значения параметров приведены в таблице в тексте.

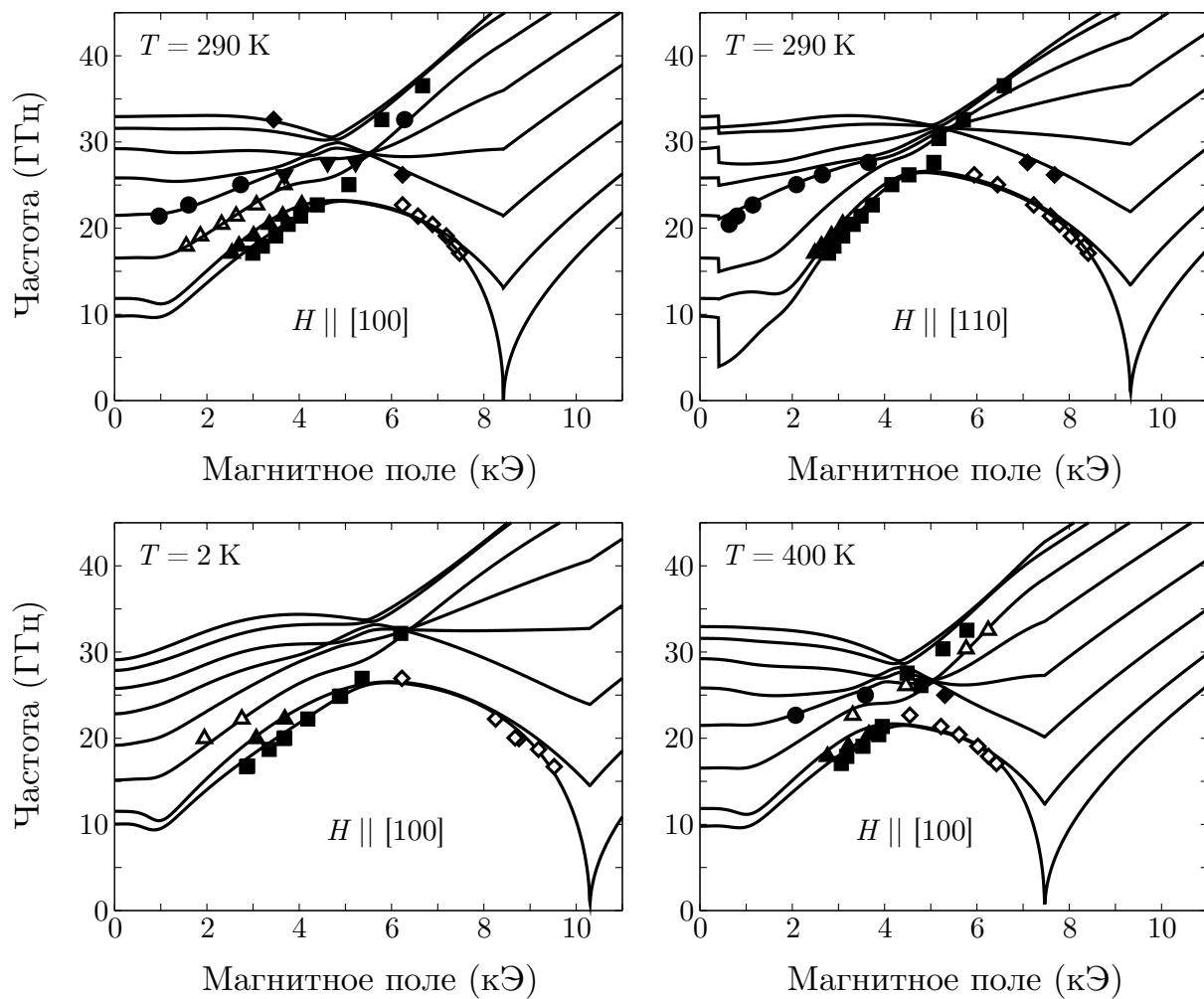


Рис. 15: Аппроксимация экспериментальных зависимостей резонансных частот от поля для образца S1 (точки) с помощью численного счета (линии) при комнатной температуре, а также при $T = 2 \text{ K}$ и $T = 400 \text{ K}$.

6 Температурная зависимость обменных констант

На рисунке 16 показаны полученные зависимости билинейной и биквадратичной констант от температуры для всех четырех исследуемых образцов [Our4, Our6]. Прежде всего отметим, что абсолютные значения обеих констант в области низких температур сравнимы между собой. Этот факт отвергает возможность объяснения биквадратичного взаимодействия поправками высших порядков к теории РККИ в моделях для идеальных слоистых структур. Поэтому в качестве вероятных механизмов происхождения биквадратичной константы необходимо рассматривать модели, учитывающие неидеальность реальной системы.

Другой характерной особенностью приведенных на рис. 16 графиков является то, что для всех образцов билинейная константа практически не зависит от температуры, в то время как биквадратичная константа, наоборот, в исследуемом интервале демонстрирует сильную температурную зависимость. Такое поведение $J_1(T)$ и $J_2(T)$ не может быть объяснено на основе модели «loose spin», которая предсказывает сравнимое по величине температурное изменение обеих констант. Сильная зависимость $J_2(T)$ не может быть также описана в рамках магнито-дипольного механизма.

Качественное различие в поведении $J_1(T)$ и $J_2(T)$ позволяет предположить принципиально разный механизм происхождения билинейного и биквадратичного взаимодействий. С этой точки зрения наиболее перспективными для описания экспериментальных данных являются флуктуационная модель Слончевского и механизмы, принимающие во внимание АФМ структуру прослойки хрома. В этих моделях билинейное взаимодействие определяется длинными ($\approx 20 \text{ \AA}$) осцилляциями обмена РККИ, в то время как биквадратичный вклад в энергию межслойного взаимодействия появляется либо за счет коротких ($\approx 3 \text{ \AA}$) осцилляций обмена РККИ (флуктуационная модель), либо из-за АФМ волны спиновой плотности в прослойке хрома.

Температурная зависимость билинейной константы в рамках модели РККИ описывается формулой

$$J_1(T) = J_1^0 \frac{T/T_1}{\text{sh}(T/T_1)}. \quad (35)$$

В этой формуле характерная температура $T_1 = \hbar v_F / 2\pi k_B t_{Cr}$, где v_F — скорость Ферми электронов, отвечающих за длинноволновые осцилляции межслойного обмена. Подстановка типичных параметров дает оценку для величины $T_1 \sim 10^3 \text{ К}$. На рисунке 16 (а) экспериментальные зависимости $J_1(T)$ аппроксимированы с помощью формулы (35) с $T_1 = 400 \text{ К}$. Как видим, имеется неплохое качественное согласие наших данных с моделью РККИ.

Большая наблюдаемая разница в значениях J_1^0 для исследуемых образцов может быть связана как с разбросом толщин прослойки хрома, так и с различием качества межслойных границ структур, приготовленных по разной методике. Заметим, например, что минимальная величина J_1^0 наблюдается для образца S3 ($t_{Cr} \approx 8 \text{ \AA}$), у которого отклонение толщины прослойки хрома от $t_{Cr} \approx 10 \text{ \AA}$, обеспечивающей наибольшее значение АФМ обмена, максимально.

Биквадратичное взаимодействие, как было сказано, может быть объяснено на основе флуктуационной модели Слончевского либо модели АФМ структуры прослойки.

Во флуктуационной модели Слончевского температурная зависимость биквадратичной константы определяется температурной зависимостью амплитуды коротковолновых осцилляций обмена РККИ (точнее, квадратом этой амплитуды, см. формулу (5)). Зависимость амплитуды коротковолновых осцилляций от температуры,

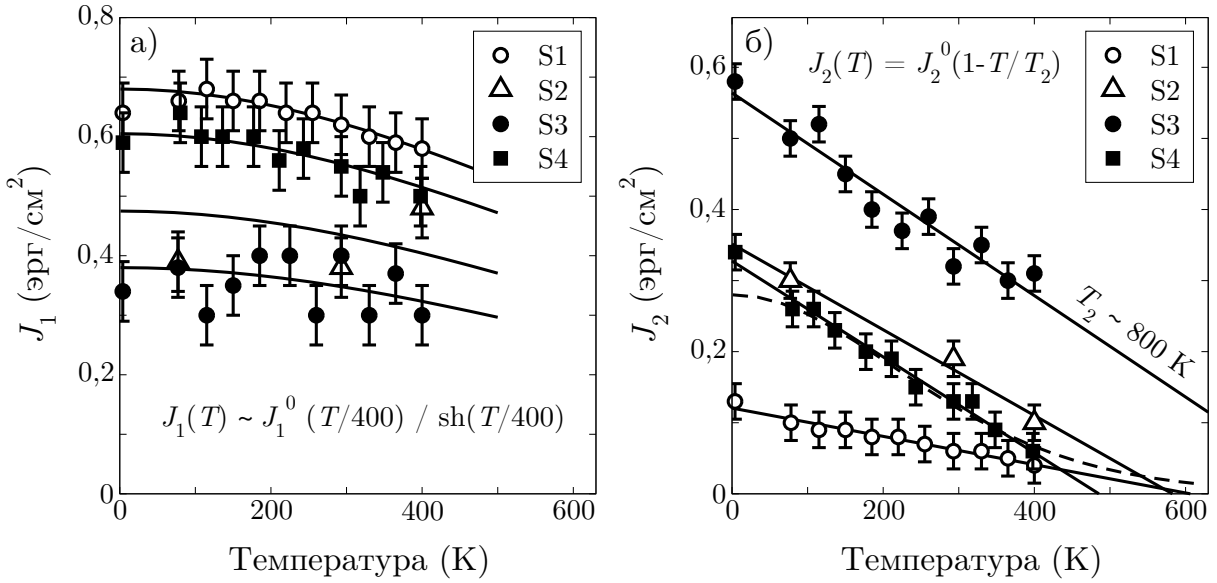


Рис. 16: Зависимости билинейной (а) и биквадратичной (б) констант межслойного взаимодействия исследуемых образцов от температуры. Точки — эксперимент, линии — теоретические зависимости (обсуждаются в тексте).

как и в случае длинноволновых осцилляций, выражается формулой (35), однако величина характерной температуры T_1 , вообще говоря, может быть другой. Исходя из выражений (5) и (35), температурная зависимость биквадратичной константы должна иметь вид:

$$J_2(T) \sim \left(\frac{T/T_1^*}{\text{sh}(T/T_1^*)} \right)^2. \quad (36)$$

Экспериментально наблюдаемое изменение $J_2(T)$ в исследуемом интервале температур (рис. 16) можно, в принципе, объяснить, приняв $T_1^* \approx 150$ К, т. е. в несколько раз меньше значения T_1 для билинейного взаимодействия. Однако, предсказываемая теорией форма кривой $J_2(T)$ заметно отличается от экспериментальной. Для выражения (36) характерна слабая температурная зависимость при $T \ll T_1^*$. Между тем, как показано на рисунке 16 (б), $J_2(T)$ линейно растет с уменьшением температуры вплоть до самых низких значений T (сплошные линии). Как пример, на том же рисунке штриховой линией продемонстрирован результат аппроксимации $J_2(T)$ для образца S4 с помощью формулы (36). Видно, что простая линейная зависимость лучше соответствует экспериментальным данным.

Оказывается, что наиболее адекватное описание полученных результатов дает модель, принимающая во внимание АФМ волну спиновой плотности в прослойке хрома. На рисунке 16 (б) показаны результаты линейной аппроксимации экспериментальных зависимостей $J_2(T)$. Для образцов S1, S2 и S4 ($t_{\text{Cr}} \approx 10$ Å) характерная температура T_2 , при которой исчезает биквадратичное взаимодействие, лежит в пределах 500–600 К, что хорошо согласуется с температурой исчезновения АФМ параметра порядка в тонких слоях хрома. Более высокое значение температуры T_2 для образца S3 (~ 800 К) можно связать с меньшим значением толщины прослойки хрома для этого образца ($t_{\text{Cr}} \approx 8$ Å). Такое поведение находится в соответствии с магнитной фазовой диаграммой для тонких слоев хрома в системе Fe/Cr (см. рис. 1).

Полученная экспериментально линейная зависимость константы биквадратично-

го взаимодействия в области низких температур также была предсказана в работе Меньшова и Тугушева [45] на основе предположения волны спиновой плотности в прослойке хрома.

Наблюдаемое различие в абсолютной величине J_2 для разных образцов, как и в случае J_1 , можно объяснить небольшим различием толщины слоев хрома, а также различным качеством межслойных границ. В частности, можно заметить, что для образцов S1, S2, S3 величина J_2 растет с уменьшением t_{Cr} , что, в принципе, находится в качественном согласии с формулой (9).

Аналогичные результаты по температурной зависимости биквадратичной константы были получены в работах [Oug7, 36] (см. также диссертацию Холина [37]) при исследовании оптическими методами трехслойных структур Fe/Cr/Fe с клинообразными прослойками хрома.

Таким образом, имеется ряд свидетельств, что в исследуемых сверхрешетках Fe/Cr биквадратичное взаимодействие объясняется наличием АФМ структуры в прослойках хрома, а билинейное взаимодействие, по-видимому, главным образом связано с длинноволновыми осцилляциями обмена РККИ.

Основные результаты I части

Перечислим основные результаты, полученные для структур с «толстыми» слоями железа.

1. В интервале температур от 4 до 400 К методом ФМР исследованы спектры четырех сверхрешеток Fe/Cr.
2. В спектрах ФМР наряду с линией, соответствующей акустической колебательной моде, наблюдаются дополнительные линии.
3. Проведен аналитический расчет кривых намагничивания и полевых зависимостей частот магнитных колебаний для бесконечной магнитной сверхрешетки с учетом билинейной и биквадратичной констант межслойного взаимодействия, а также анизотропии четвертого порядка. Получены частоты магнитных колебаний с произвольными волновыми векторами, перпендикулярными плоскости пленки.
4. Показано, что экспериментальные кривые намагничивания и спектры ФМР качественно хорошо описываются в рамках рассмотренной модели. Наблюдаемые дополнительные линии ФМР связаны с магнитными колебательными модами, неоднородными по толщине структуры.
5. Аппроксимацией экспериментальных зависимостей $\omega(H)$ результатами численных расчетов получены температурные зависимости билинейной и биквадратичной констант межслойного взаимодействия.
6. Вид результирующих зависимостей $J_1(T)$ и $J_2(T)$ свидетельствует в пользу предположения, что билинейная константа имеет обменную природу РККИ, а биквадратичное взаимодействие связано с АФМ структурой прослойки хрома.

Часть II

Структуры с «тонкими» слоями

1 Малые магнитные частицы

Вторая часть работы посвящена исследованиям многослойных структур Fe/Cr с очень тонкими слоями железа $t_{\text{Fe}} = 2 \div 6 \text{ \AA}$. Фактически эти слои настолько тонки, что уже не являются сплошными, а разбиваются на отдельные ферромагнитные частицы (кластеры). Поскольку системы малых магнитных частиц характеризуются особыми свойствами, необходимо дать обзор основных эффектов, специфичных для подобных объектов.

1.1 Суперпарамагнетизм

Как известно, в массивном ферромагнетике возникает доменная структура замкнутых внутренних магнитных потоков. Наличие такой структуры обусловлено конкуренцией разных видов магнитной энергии. С одной стороны замыкание магнитных потоков уменьшает количество полюсов образца, а следовательно, и связанную с этими полюсами магнитостатическую энергию. Вместе с тем граничные переходные слои между доменами (стенки), в которых вектор намагниченности изменяет свою ориентацию, увеличивают внутреннюю энергию ферромагнетика, конкурируя, таким образом, с выигрышем энергии за счет замыкания магнитных потоков. С уменьшением размеров ферромагнетика замыкание магнитных потоков внутри него оказывается энергетически все более невыгодным. Наконец, при определенном критическом размере d частицы становятся однодоменными. В типичных случаях величина d составляет десятки нанометров.

Ансамбль однодоменных наноразмерных магнитных частиц может проявлять свойство, известное как «суперпарамагнетизм». Когда величина энергетического барьера E_B , который необходимо преодолеть для перемагничивания частицы, сравнима с тепловой энергией $k_B T$, намагниченность частицы испытывает значительные тепловые флуктуации. Если за время измерения t_m частица успевает перемагнититься много раз, свойства системы определяются статистической механикой. В этом случае намагниченность системы дается функцией Ланжевена

$$\frac{M}{M_S} = L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) = \text{cth} \frac{\mu H}{k_B T} - \frac{k_B T}{\mu H}, \quad (37)$$

где μ — магнитный момент частицы. Такое поведение соответствует парамагнетик с очень большим спином, что объясняет использование термина «суперпарамагнетик».

На практике сложно получить «чистое» суперпарамагнитное поведение, описываемое функцией (37). В реальных системах, как правило, имеется некоторый разброс величины магнитных частиц, который обычно описывается логарифмически нормальным распределением с плотностью

$$w(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\mu\sigma} \exp\left(-\frac{\ln^2(\mu/\mu_0)}{2\sigma^2}\right),$$

где σ характеризует ширину распределения, а μ_0 связано со средним значением соотношением $\bar{\mu} = \mu_0 \exp(-\sigma/2)$. В этом случае намагниченность системы определяется

$$\frac{M}{M_S} = \int_0^\infty w(\mu) L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) d\mu.$$

Часто необходимо также учитывать зависимость объема магнитных частиц от температуры и наличие слабого взаимодействия между ними [49]. Эффекты слабого ФМ взаимодействия между частицами можно описать заменой реального поля H на «среднее» или «эффективное» поле [50]

$$H_{\text{eff}} = H + jM,$$

где j — эффективная константа взаимодействия.

Как было сказано, явление суперпарамагнетизма можно наблюдать, когда характерное время измерения t_m превышает характерное время релаксации τ . Время релаксации системы однодоменных магнитных частиц определяется выражением Аррениуса-Нееля-Брауна [51, 52]

$$\tau = \tau_0 \exp(KV/k_B T), \quad (38)$$

где $\tau_0 \sim 10^{-10}$ с — обратная частота попыток. Величина $E_B = KV$ представляет собой энергетический барьер, где K — константа анизотропии частицы, а V — ее объем.

Согласно формуле (38) время релаксации очень быстро увеличивается с понижением температуры. При достаточно низкой температуре это время становится настолько колоссальным, что свойства системы перестают определяться обычной статистической механикой и формула (37) не работает. Можно сказать, что система становится «неэргодичной» — среднее по времени не равно термодинамическому среднему. В этом случае намагниченность системы зависит от ее предыстории.

Температуру, ниже которой свойства системы начинают зависеть от магнитной предыстории, называют температурой «блокировки», T_B . Используя соотношение (38), в котором $\tau \approx t_m$, эту температуру можно оценить как

$$T_B \approx \frac{KV}{k_B \ln(t_m/\tau_0)}. \quad (39)$$

Заметим, что в формуле (39) характерное время измерения стоит под логарифмом, т. е. зависимость $T_B(t_m)$ достаточно слабая. На практике, как правило, эффекты суперпарамагнетизма и блокировки можно наблюдать в области легко достижимых температур $T \sim 10 \div 300$ К для частиц с магнитным моментом $\mu \sim 10^2 \div 10^4 \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора.

1.2 Спиновое (кластерное) стекло

При описании явления блокировки мы рассматривали систему невзаимодействующих частиц, в которой низкотемпературное квазиэргодичное поведение связано с анизотропией отдельных частиц. Наличие взаимодействий между частицами приводит к принципиально иному механизму появления неэргодичности. Рассмотрим более подробно эффекты, связанные с взаимодействиями.

Магнитные системы проявляют различные типы упорядочения в зависимости от природы взаимодействия между магнитными включениями, температуры и внешнего магнитного поля. Для того, чтобы описать свойства магнитной системы, в 1928 году Гейзенберг [53] предложил следующий микроскопический гамильтониан:

$$\mathcal{H} = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \mathbf{H} \sum_i \mathbf{S}_i, \quad (40)$$

где J_{ij} — константа обменного взаимодействия между атомными спинами \mathbf{S}_i и \mathbf{S}_j в позициях i и j соответственно, $\langle ij \rangle$ обозначает сумму по ближайшим соседям. Второй член — энергия Зеемана, описывающая связь системы с магнитным полем.

Первый член в (40) отвечает за коллективное поведение системы спинов и возможность фазового перехода. Если $J_{ij}=J>0$, предпочтительна параллельная ориентация соседствующих спинов, а если $J_{ij}=J<0$ — антипараллельная. Соответственно, формула (40) описывает гамильтониан ферромагнетика либо антиферромагнетика. В случае $J_{ij}=0$ выражение (40) описывает парамагнетик, спины в котором не взаимодействуют, нет коллективных эффектов и, следовательно, фазовых переходов.

Когда J_{ij} представляет собой случайную величину, можно было бы интуитивно предположить, что конечным результатом будет полностью разупорядоченная система, наличие фазового перехода в которой неочевидно. На самом же деле, такая система демонстрирует фазовый переход при определенной температуре в состояние, хотя и не упорядоченное, но существенно отличающееся от высокотемпературного разупорядоченного состояния. Это магнитное состояние со смешанными взаимодействиями, характеризуемое коллективным замораживанием случайной конфигурации спинов ниже строго определенной температуры, известно как состояние спинового стекла.

Для выполнения условия случайности J_{ij} необходим беспорядок либо положений магнитных атомов, либо обменных связей между ними (в противном случае магнитный переход будет иметь обычный ферро- либо антиферромагнитный характер). Сочетание беспорядка и конкурирующих взаимодействий вызывает так называемую фрустрацию, отличительное свойство основного состояния спинового стекла, которое приводит ко многим интересным свойствам. Указанные особенности могут быть реализованы во многих системах с различными типами механизмов взаимодействий.

Примером таких систем являются металлические сплавы $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$ [54], $\text{Au}_{1-x}\text{Fe}_x$ [55] ($x \ll 1$), которые в достаточно хорошей степени удовлетворяют основным условиям — наличию беспорядка и фрустрации. В этих системах электроны проводимости приводят к сильному дальнедействующему косвенному обменному взаимодействию Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ). Осциллирующий характер этого обмена в зависимости от расстояния между магнитными ионами обуславливает необходимую конкуренцию (фрустрацию) между ферро- и антиферромагнитным обменом.

Основные критерии — беспорядок и фрустрация — могут также выполняться и в изолирующих или полупроводниковых соединениях, таких как $\text{Fe}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Cl}_2$, $x < 0,4$ (изолятор) [56], $\text{Eu}_{1-x}\text{Sr}_x\text{S}$, $0,2 < x < 0,6$ (полупроводник) [57]. В этих соединениях за реализацию состояния спинового стекла ответствен суперобмен.

Системы, состоящие из малых магнитных частиц представляют собой особый класс объектов, в которых возможно наблюдение явлений спин-стеклового характера. В данном случае роль спинов выполняют макроскопические магнитные моменты отдельных кластеров, в связи с чем по отношению к таким системам употребляется также термин «кластерное стекло». Случайные взаимодействия между частицами,

определяющие спин-стекольное поведение, могут быть связаны с обменом РККИ, а также иметь магнито-дипольное происхождение.

Модели спинового стекла

Для описания спин-стекольной системы, Эдвардс и Андерсон в 1975 году [58] использовали гамильтониан (40), в котором J_{ij} представляет собой случайную величину, распределенную согласно гауссовой плотности

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi J}} \exp\left(-\frac{J_{ij}^2}{2J^2}\right), \quad (41)$$

где J — дисперсия случайной величины J_{ij} . Таким образом, J_{ij} удовлетворяет условиям $\langle J_{ij} \rangle = 0$ и $\langle J_{ij}^2 \rangle = J^2$, где $\langle \dots \rangle$ обозначает среднее значение.

Одним из результатов, полученных Эдвардсом и Андерсоном, явилось предсказание излома на кривой восприимчивости $\chi(T)$ при температуре перехода T_g , который хорошо согласуется с наблюдаемым экспериментально.

В том же 1975 году Шеррингтон и Киркпатрик (ШК) развили модель среднеполевого приближения Эдвардса-Андерсона [59]. Они предположили, что взаимодействие между спинами имеет бесконечный радиус, так что плотность распределения $P(J_{ij})$ одна и та же для любой пары спинов $i-j$, независимо от расстояния между ними. Шеррингтон и Киркпатрик рассмотрели изинговскую систему с гауссовым распределением

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi J}} \exp\left(-\frac{(J_{ij} - J_0)^2}{2J^2}\right). \quad (42)$$

Для того, чтобы учесть возможность в системе ферромагнетизма, в распределении (42) введено среднее взаимодействие J_0 .

Учет в модели ШК среднего взаимодействия J_0 позволил построить фазовую диаграмму системы в координатах $T/J - J_0/J$, включающую области парамагнетика, ферромагнетика и спинового стекла (рис. 17).

В 1980 году Паризи нашел бесконечное число решений гамильтониана Шеррингтона-Киркпатрика [61]. Каждое решение может рассматриваться как состояние равновесия: метастабильное (если оно отделено от других конечными барьерами) или стабильное (в случае бесконечных барьеров). При температурах ниже T_g эти состояния организованы в виде иерархии, образуя «многодолинный ландшафт».

Многодолинный ландшафт является функцией температуры — с понижением температуры метастабильные состояния непрерывно расщепляются на новые состояния.

Когда система быстро охлаждается от температуры выше T_g до некоторой $T < T_g$, она попадает в одно из состояний, определенных при T . При дальнейшем понижении температуры до $T - \Delta T$ ($\Delta T \ll T_g$) формируется новая серия состояний (долин). Наоборот, при повышении температуры до $T + \Delta T$ соседние состояния сливаются в одно.

Наблюдаемые в экспериментах свойства определяются состоянием, в котором находится система, и временем измерения t_m (или обратной частотой при экспериментах в переменном поле). Характерный масштаб времени преодоления барьера высоты E составляет $\tau = \tau_0 \exp(E/k_B T)$. Если t_m большое либо маленькое по сравнению с τ , наблюдаются соответственно усредненные либо квазидинамические эффекты.

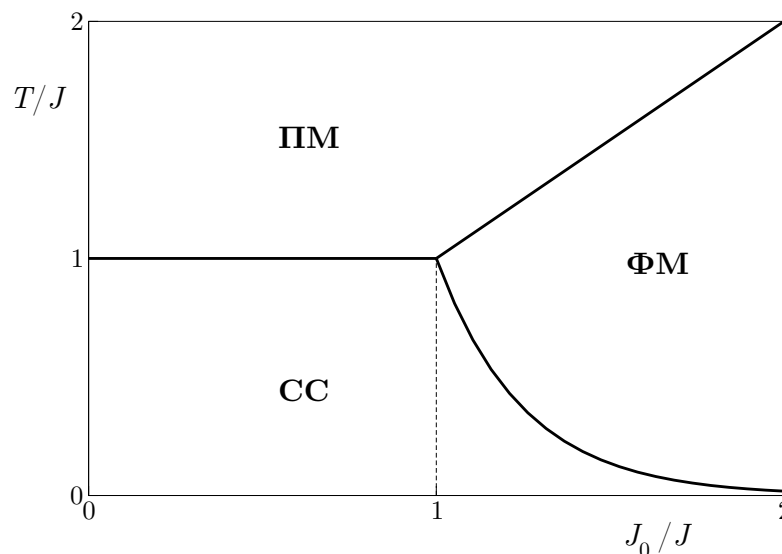


Рис. 17: Качественный вид фазовой диаграммы спинового стекла в модели Шеррингтона-Киркпатрика с линией Алмейды-Таулесса [60].

1.3 Кластерно-слоистые структуры

Один из способов приготовления систем малых магнитных частиц — напыление на подложку чередующихся слоев ферромагнитного и немагнитного вещества. В случае, когда объема осажденного ферромагнитного вещества недостаточно, чтобы покрыть всю поверхность образца сплошным слоем, ФМ пленка разбивается на отдельные островки (кластеры). После напыления такого островкового ФМ слоя, он покрывается относительно толстым сплошным слоем немагнетика и далее опять повторяется процесс осаждения ФМ вещества. Таким образом формируется гибридная кластерно-слоистая структура.

В настоящее время существует достаточно много работ, посвященных изучению таких систем разнообразного состава. В качестве материала ферромагнитных слоев используются Fe, Ni, Co, а также их сплавы. Прослойками между ферромагнитными слоями могут служить как неферромагнитные металлы (примерами таких систем являются Co/Ag [22, 62], Co₇₀Fe₃₀/Ag [63], Co/Cu [21, 64], Fe/Al [23]), так и изоляторы (например система Co₈₀Fe₂₀/Al₂O₃ [24, 25, 65, 66]).

В основном в этих работах авторы концентрируются на магнеторезистивных свойствах и суперпарамагнитном поведении таких систем и не проводят детального исследования возможных магнитных состояний, в частности спинового стекла. Также недостаточно внимания уделяется влиянию межслойного взаимодействия на свойства системы и реализацию в ней различных магнитных фаз.

Наиболее полным является цикл работ, посвященных изучению свойств многослойной структуры металл-изолятор [CoFe/Al₂O₃]_N (discontinuous metal-isolator multilayers) [24, 25, 65, 66] с разрывными ферромагнитными слоями. В указанных работах было обнаружено существование различных магнитных фаз в зависимости от номинальной толщины магнитного слоя и температуры, включая ферромагнитную, суперпарамагнитную и фазу спинового стекла. Построена фазовая диаграмма системы.

Особый интерес представляет система Fe/Cr, которая активно изучалась на протяжении последних десятилетий (см. первую часть диссертации). В основном прово-

димые исследования были посвящены изучению природы обменного взаимодействия между слоями Fe, связи его с магнитными и структурными свойствами слоев Cr, зависимости от степени шероховатости межслойных границ в сверхрешетках или трехслойных образцах с достаточно толстыми однородно намагниченными слоями Fe. Уменьшение толщины слоев Fe вплоть до сверхтонких, в пределе — разрывных, должно привести к трансформации магнитного состояния многослойной системы.

Целью этой части диссертации является подробное исследование в широком температурном интервале магнитных свойств многослойных структур Fe/Cr с номинальной толщиной слоев железа $\sim 2 \div 6 \text{ \AA}$, соответствующей переходной области от их сплошного состояния к кластерному. Особый интерес представляло выяснение влияния обменного взаимодействия между слоями Fe через прослойку Cr на характер формируемой магнитной структуры, в том числе, на возможность реализации в исследуемой системе состояния спинового стекла (СС).

Заметим, что ранее, в работе [67] уже сообщалось об обнаружении фазы спинового стекла в образце $[\text{Fe}(4 \text{ \AA})/\text{Cr}(80 \text{ \AA})]_{16}$, но экспериментальные данные, подтверждающие это наблюдение, опубликованы не были. Состояние спинового стекла изучалось также в цикле работ [68–70] для многослойных пленок $[\text{Fe}(20 \text{ \AA})/\text{Cr}(t)]_N$, выращенных методом ионного распыления. Причины возникновения спин-стекольного состояния в таких образцах оказываются, однако, существенно иными, чем в эпитаксиальных монокристаллических сверхрешетках. Метод ионного распыления позволяет получать лишь поликристаллические структуры с достаточно шероховатыми границами раздела слоев. Заметная часть атомов Fe в таких образцах находится в ферромагнитных кластерах, располагающихся в приграничных областях между слоями железа и хрома. Наблюдавшиеся в работах [68–70] спин-стекольные явления, как указывают авторы, в первую очередь были связаны с такими разрозненными кластерами железа, структура и концентрация которых определяется технологией напыления образцов и с трудом может быть проконтролирована. В наших образцах, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, качество межслойных границ более высокое, так что вклад ферромагнитных кластеров в общие магнитные свойства системы становится заметен лишь при номинальной толщине слоев Fe порядка нескольких атомов, когда на кластеры разбивается весь слой Fe.

2 Образцы и экспериментальные методы

2.1 Исследуемые образцы

В этой части работы исследуются магнитные свойства шести многослойных структур со сверхтонкими слоями железа 2–6 Å. Для трех из этих структур толщина прослойки хрома составляет 10 Å, еще для трех — 20 Å. В таблице 2 приведены условные обозначения изучаемых образцов с их структурными формулами. Выбранные значения толщин прослойки 20 и 10 Å обеспечивают в слоистых структурах Fe/Cr соответственно ферро- либо антиферромагнитное межслойное взаимодействие РККИ. Поэтому при дальнейшем изложении в применении к таким образцам будут употребляться термины «структуры ферромагнитного типа» и «антиферромагнитного типа». Исследуемые образцы приготовлены в Институте физики металлов методом МЛЭ на подложках MgO(100). В качестве буфера используется слой хрома толщиной ~ 80 Å.

Как и в первой части работы, толщины слоев определяются с помощью микро-рентгеноспектрального анализа образцов, который позволяет получить абсолютные величины количества напыленного вещества хрома и железа. При этом, в силу малости количества напыленного Fe, во второй части работы по отношению к слоям железа более правильно говорить об их «номинальной», а не реальной толщине. В реальности при некоторой толщине слой железа уже не является сплошным, а разбивается на отдельные ФМ кластеры.

Условное обозначение	Структурная формула
F1	[Cr(20 Å)/Fe(2,5 Å)] ₃₀ /Cr(80 Å)/MgO
F2	[Cr(20 Å)/Fe(3,5 Å)] ₃₀ /Cr(80 Å)/MgO
F3	[Cr(20 Å)/Fe(5,5 Å)] ₃₀ /Cr(80 Å)/MgO
A1	[Cr(10 Å)/Fe(2,1 Å)] ₆₀ /Cr(80 Å)/MgO
A2	[Cr(10 Å)/Fe(3,1 Å)] ₅₀ /Cr(80 Å)/MgO
A3	[Cr(10 Å)/Fe(5,2 Å)] ₃₀ /Cr(80 Å)/MgO

Таблица 2: Образцы, изучаемые во II части работы

2.2 Микроструктура образцов

Исследования малоугловой рентгеновской дифракции приготовленных образцов показывает наличие слоистости у всех структур вплоть до самых тонких слоев железа. На рисунке 18 продемонстрированы зависимости интенсивности зеркального рассеяния от угла падения рентгеновского пучка для образцов ферромагнитного типа. Для всех трех образцов наблюдается интенсивный пик (показан на рисунке стрелками), соответствующий дифракции на сверхструктуре и серия мелких пиков, возникающих из-за конечного количества слоев в структуре.

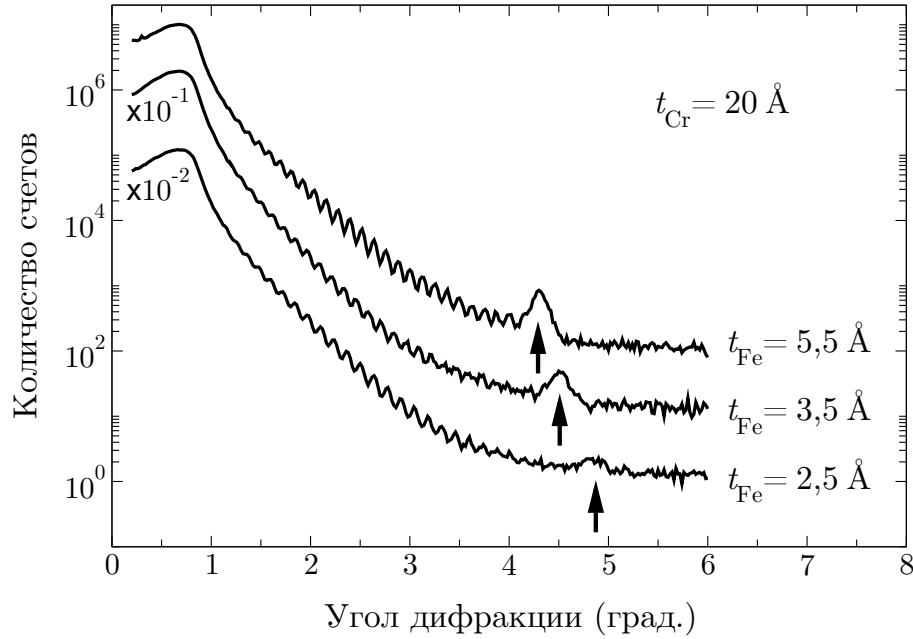


Рис. 18: Результаты малоугловой рентгеновской дифракции для образцов F1–F3.

Сравнение экспериментальных дифрактограмм с результатами численного (компьютерного) моделирования, аналогичного описанному в работах [71, 72], позволяет оценить шероховатость межслойных границ как $\sigma \sim 3 \text{ \AA}$. Полученная величина шероховатости сравнима и даже превышает номинальную толщину ФМ слоев исследуемых структур. Таким образом уже из этого факта следует, что приготовленные слои железа нельзя рассматривать как однородные и можно предположить их разбиение на отдельные «островки» или «кластеры».

2.3 Магнитометрия и ФМР

Исследования статических магнитных свойств и низкочастотной магнитной восприимчивости образцов с «тонкими» слоями железа проводились на SQUID-магнетометрах серии MPMS фирмы «Quantum Design». Большая часть измерений статических магнитных свойств выполнена в ИФМ (Екатеринбург), исследования низкочастотной восприимчивости проводились на SQUID-магнетометре в ИОФАН (Москва).

В экспериментах магнитное поле величиной до 50 кЭ прикладывается в плоскости пленки вдоль кристаллографического направления [110]. Свойства образцов исследуются в температурном интервале $2 \div 350 \text{ K}$.

Характерные величины магнитных моментов исследуемых структур Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа составляют $M_{\text{Fe/Cr}} \sim 10^{-4} \div 10^{-3} \text{ эрг/Гс}$. Оказывается, что при низких температурах существенный вклад в полный магнитный момент образца вносит подложка MgO. Измеряемая величина $M_{\text{изм}}$ представляет собой сумму:

$$M_{\text{изм}}(H, T) = M_{\text{Fe/Cr}}(H, T) + M_{\text{MgO}}(H, T).$$

Чтобы иметь возможность вычесть вклад от подложки и определить интересующий нас магнитный момент напыленной структуры $M_{\text{Fe/Cr}}$, были проведены отдельные исследования намагниченности используемых кристаллов MgO в зависимости от температуры и магнитного поля $M_{\text{MgO}}(H, T)$.

Магнитные свойства подложки определяются двумя составляющими: диамагнетизмом M_{GdO} , а также парамагнитными примесями внутри кристалла:

$$M_{M_{\text{GdO}}}(H, T) = M_{\text{dia}}(H, T) + M_{\text{para}}(H, T).$$

При этом диамагнитный вклад линеен по полю и не зависит от температуры, а парамагнитная составляющая хорошо описывается функцией Бриллюэна для спина $3/2$:

$$M_{\text{dia}} = -\chi H, \quad M_{\text{para}} = M_0 B_{3/2}(\mu H/k_B T)$$

При вычислении интересующего нас магнитного момента структуры $M_{\text{Fe/Cr}}$ особую сложность представляет аккуратный вычет парамагнитного вклада M_{para} при $T \lesssim 10$ К. В этой области M_{para} быстро возрастает с уменьшением температуры, превышая величину магнитного момента исследуемой структуры $M_{\text{Fe/Cr}}$. При этом погрешность аппроксимации $M_{\text{para}}(H, T)$ функцией Бриллюэна может составлять заметную часть от $M_{\text{Fe/Cr}}$ ($\sim 10 \div 20$ %). Поэтому, только в меру такой погрешности можно доверять полученной абсолютной величине намагниченности $M_{\text{Fe/Cr}}$ при низких температурах $T \lesssim 10$ К.

Данные по ферромагнитному резонансу исследуемых образцов были получены с помощью установки, описанной в первой части работы. Магнитное поле величиной до 10 кЭ прикладывается в плоскости пленки образца, доступный температурный интервал составляет $2 \div 400$ К.

Заметим, что в отличие от статической намагниченности, вклад парамагнитных примесей подложки в резонансный спектр легко отделялся от спектра исследуемой структуры Fe/Cr. Связано это со следующими обстоятельствами.

Спектр парамагнитного резонанса (ПМР) на примесях в подложке представляет собой ряд относительно узких линий ($\Delta H \lesssim 10$ Э), расположенных вблизи частоты $\omega = \gamma H$, где $\gamma = 2\mu_B/\hbar$ — гиромагнитное отношение. В то же время, акустическая линия резонансного поглощения на выращенной структуре гораздо шире ($\Delta H \gtrsim 100$ Э) и сдвинута в область меньших полей. Этот сдвиг обусловлен большой величиной магнитной восприимчивости (намагниченности) пленки и, как следствие, существенным влиянием размагничивающего фактора. В этом случае частота ФМР оценивается как $\omega \sim \gamma \sqrt{H(H + KM)}$. Для исследуемых структур разница резонансных полей ПМР и ФМР зависела от конкретного образца и частоты, на которой производилось измерение, но во всяком случае превышала ширину резонансных линий. Таким образом, сигнал поглощения от пленки легко выделяется из общего спектра.

3 Изменение магнитных свойств с уменьшением толщины Fe

При уменьшении номинальной толщины слоев железа от ≈ 5 до ≈ 2 Å происходит сильное изменение магнитных свойств изучаемых структур [Our10]. Поведение систем с $t_{\text{Fe}} \approx 5$ Å хорошо описывается в рамках представлений об обычных обменно-связанных сверхрешетках, изучению которых была посвящена первая часть этой работы. При $t_{\text{Fe}} \approx 2$ Å структуры проявляют типичные суперпарамагнитные свойства. Данная трансформация магнитных свойств прослеживается как при исследованиях статических кривых намагничивания, так и при изучении спектров ферромагнитного резонанса.

3.1 Кривые намагничивания

На рисунке 19 показаны серии кривых намагничивания для всех шести образцов (ферромагнитного типа — F1, F2, F3 и антиферромагнитного типа — A1, A2, A3), измеренные при ряде значений температуры в диапазоне 4 — 300 К. Все кривые, показанные на рисунке, записаны при уменьшении приложенного магнитного поля от максимального значения (50 кЭ). Абсолютные величины намагниченности получены в пересчете на объем напыленного железа.

Образцы с наиболее толстыми слоями железа F3 и A3 демонстрируют относительно слабую температурную зависимость кривых намагничивания. При этом качественный, характерный вид этих кривых различен для структур ФМ-типа F3 и АФМ-типа A3. Величина остаточного момента для образца АФМ-типа на порядок меньше соответствующего значения для образца ФМ-типа, а характерное поле насыщения, наоборот, на порядок больше. Иначе говоря, если не вдаваться в мелкие детали, общий вид полученных зависимостей $M(H)$ при $t_{\text{Fe}} \approx 5$ Å в целом соответствует кривым намагничивания обычных сверхрешеток со сплошными слоями железа — с ФМ межслойным обменом для прослойки хрома толщиной $t_{\text{Cr}} \approx 20$ Å (F3) и АФМ обменом для $t_{\text{Cr}} \approx 10$ Å (A3). Упомянутые «мелкие детали» кривых $M(H)$, а именно наличие некоторого домагничивания для структуры ФМ-типа F3 и малого остаточного момента для образца АФМ-типа A3, могут быть объяснены либо эффектами неколлинеарности межслойного упорядочения, либо присутствием в системе уединенных частиц железа, дающих суперпарамагнитный вклад в намагниченность. Наличием такой суперпарамагнитной добавки можно объяснить также и наблюдаемую слабую температурную зависимость кривых намагничивания.

По мере уменьшения номинальной толщины слоев железа температурная зависимость кривых намагничивания становится более ярко выраженной (рис. 19). В области высоких температур остаточный момент образцов ФМ-типа сильно падает и появляется сильная зависимость $M(H)$, характерная для суперпарамагнетика. Постепенно стирается качественное различие между структурами ФМ и АФМ типов. Образцы F1 и A1 с $t_{\text{Fe}} \approx 2$ Å демонстрируют суперпарамагнитное поведение с типичными зависимостями $M(H)$ ланжевенковского вида.

На вставках рисунка 19 для каждого образца показаны температурные зависимости его остаточного момента. Видно, что для образцов F1, A1 остаточный момент отсутствует при температурах $T \gtrsim 100$ К. На рисунке 20 кривые намагничивания для этих образцов при $T > 100$ К перестроены в координатах M vs $(H + jM)/T$,

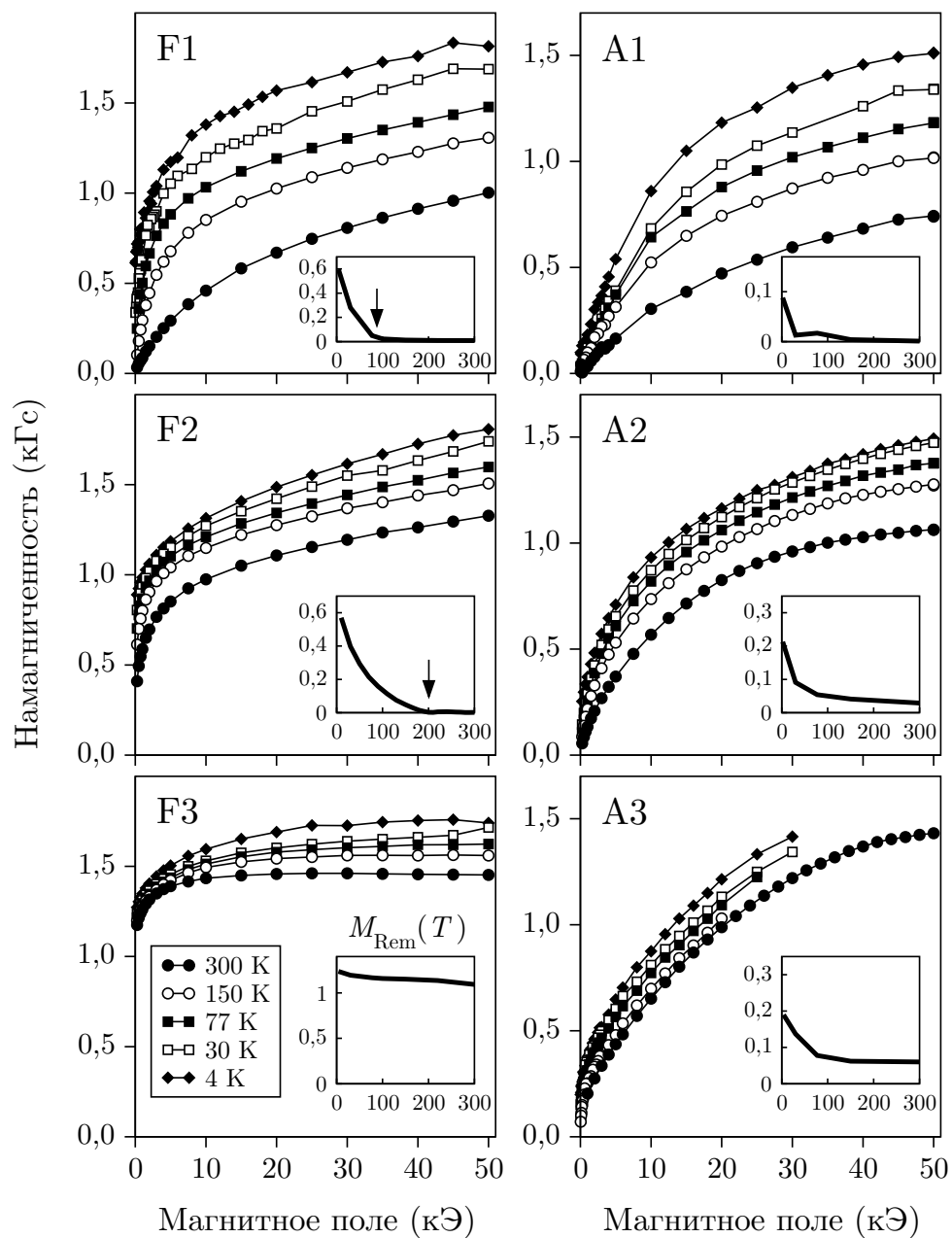


Рис. 19: Кривые намагничивания исследуемых образцов при температурах 4, 30, 77, 150 и 300 К. На вставках показаны зависимости остаточного момента M_{Rem} от температуры.

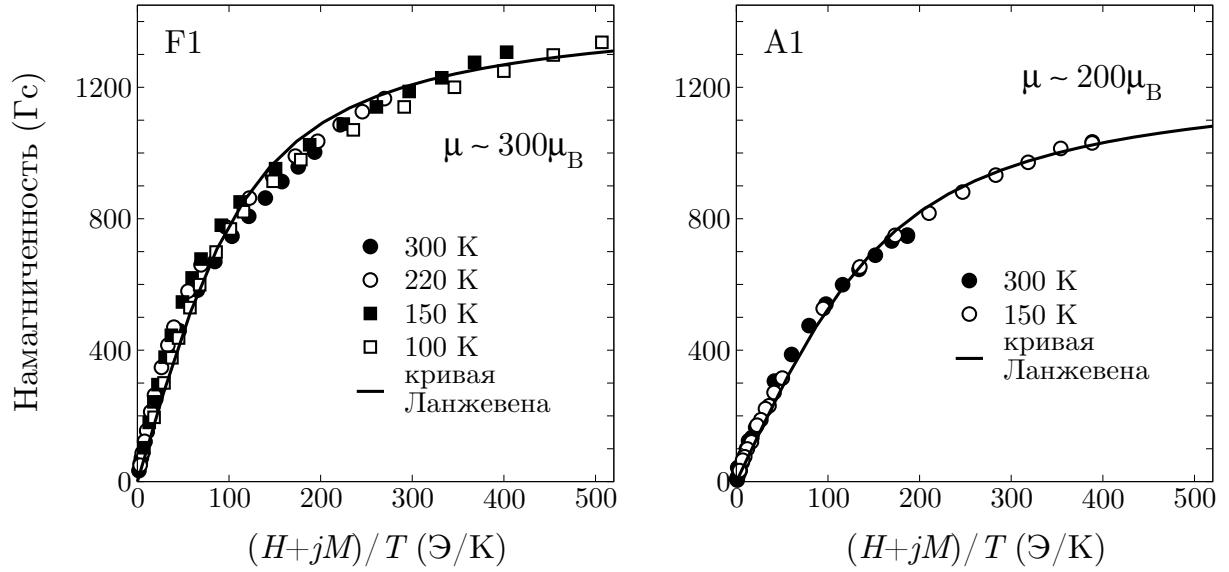


Рис. 20: Кривые намагничивания образцов F1 и A1 в координатах M vs $(H + jM)/T$ и результат подгонки кривой Ланжевена. Значение коэффициента $j = 8$ для обоих образцов.

где введена поправка к внешнему полю H в виде малого среднего взаимодействия jM (коэффициент $j \approx 8$). В этих координатах кривые намагничивания при разных температурах совпадают и неплохо описываются кривой Ланжевена. Подгонка позволяет оценить характерный размер магнитных частиц [Our11]. Для образца F1 он составляет $\mu \approx 300\mu_B$, для образца A1 — $\mu \approx 200\mu_B$.

При увеличении номинальной толщины слоев железа температура, при которой у образцов появляется остаточный момент, быстро повышается. Для образца ФМ-типа F2 эта температура ~ 200 К, для образца АФМ-типа A2 маленький остаточный момент сохраняется, по-видимому, вплоть до $T = 300$ К — максимальной температуры, при которой проводились измерения $M(H)$.

3.2 Спектры ФМР

Наблюдаемое критическое изменение магнитных свойств многослойных структур в диапазоне толщин железа $2 - 5 \text{ \AA}$ находит свое подтверждение и при исследовании ферромагнитного резонанса [Our10].

В отличие от структур с «толстыми» слоями железа, изучавшихся в первой части данной работы, в большинстве образцов со сверхтонкими слоями железа удалось наблюдать только акустическую ветвь резонанса. Исключение составил лишь образец АФМ-типа A3 с самыми толстыми слоями железа, для которого наблюдалась одна дополнительная ветвь в области малых полей. При уменьшении номинальной толщины слоев железа с 5 до 2 \AA интенсивность акустической резонансной линии падает, а ее ширина увеличивается от ~ 300 Э до ~ 1 кЭ. Тем не менее форма линии с хорошей точностью является лоренцевской для всех исследуемых структур (примеры экспериментальных записей можно посмотреть на рисунке 22 для образца A2).

На рисунке 21 приведены зависимости частот резонанса от магнитного поля для исследуемых образцов. Представлены данные для двух значений температуры — $T = 300$ К и $T = 77$ К, а также для двух направлений поля в плоскости пленки,

соответствующих кристаллографическим осям [100] и [110].

Рассмотрим сначала результаты, полученные для образцов ФМ-типа F1, F2 и F3. Прежде всего заметим, что анизотропия спектров в плоскости пленки для этих структур весьма мала. Спектры для образца F3 с самыми толстыми слоями железа слабо зависят от температуры. При этом зависимость частоты резонанса от поля хорошо описывается обычной формулой для тонкой ферромагнитной пленки

$$\omega^2(H) \sim H(H + KM_S), \quad (43)$$

где величина $KM_S = 13000 \text{ Э}$. Соответствующая теоретическая кривая приведена на рисунке 21, F3 штриховой линией (для сравнения эта же зависимость изображена также на графиках для образцов F1 и F2).

По мере уменьшения номинальной толщины железных слоев частота резонанса падает — линия $\omega(H)$ сдвигается вправо. Причем величина этого сдвига сильно зависит от температуры. Для образца F1 при комнатной температуре (рис. 21) зависимость $\omega(H)$ имеет уже практически линейный вид $\omega(H) = \gamma'H$. Соответствующая прямая показана на рисунке 21, F1 пунктиром (для сравнения аналогичная прямая проведена на графиках F2, F3). Линейный вид $\omega(H)$ для образца F1 свидетельствует о парамагнитном характере этой структуры при комнатной температуре с линейной зависимостью намагниченности от поля $M = \chi H$. При уменьшении температуры до 77 К частота резонанса повышается и зависимость $\omega(H)$ становится нелинейной (рис. 21, F1). Это легко объяснить на основании формулы (43), поскольку с уменьшением температуры намагниченность образца F1 в области малых полей $H < 10 \text{ кЭ}$ сильно возрастает (см. рис. 19).

Образец F2, как и следовало ожидать, показывает некоторое промежуточное поведение между F1 и F3 (см. соответствующие графики на рис. 21).

В итоге можно сказать, что данные ФМР для образцов ФМ-типа подтверждают выводы, сделанные из анализа статических кривых намагничивания, а именно, о критическом изменении магнитных свойств изучаемых структур в диапазоне толщин слоев железа $2 - 5 \text{ \AA}$ от типично ферромагнитных до суперпарамагнитных. С другой стороны исследование полевых зависимостей резонансных частот для образцов ФМ-типа не дало какой-либо качественно новой информации по сравнению со статическими кривыми намагничивания. С этой точки зрения более любопытными оказались результаты изучения ФМР для образцов АФМ-типа.

Образец АФМ-типа А3 с наиболее толстыми слоями железа, подобно образцу ФМ-типа F3, демонстрирует относительно слабую температурную зависимость акустической резонансной ветви. Однако, в отличие от F3, образец А3 демонстрирует сильную анизотропию спектра в плоскости пленки (рис. 21, А3). Этот эффект легко объяснить, если применить для описания спектра ФМР формулу для частоты акустической моды в обычной сверхрешетке с АФМ упорядочением слоев. При учете наиболее существенных эффектов эта формула имеет вид

$$\omega^2(H) \sim H^2 \pm H_A H_E, \quad (44)$$

где H_A — эффективное поля анизотропии 4-го порядка, а H_E — эффективное обменное поле. Из приведенного выражения следует, что анизотропия спектра определяется величиной порядка $\Delta H = \sqrt{H_A H_E}$. Поскольку обменное поле гораздо больше поля анизотропии, анизотропия спектра может быть достаточно велика. Также из формулы (44) следует, что наличие анизотропии спектра ФМР свидетельствует о наличии АФМ упорядочения в многослойной структуре.

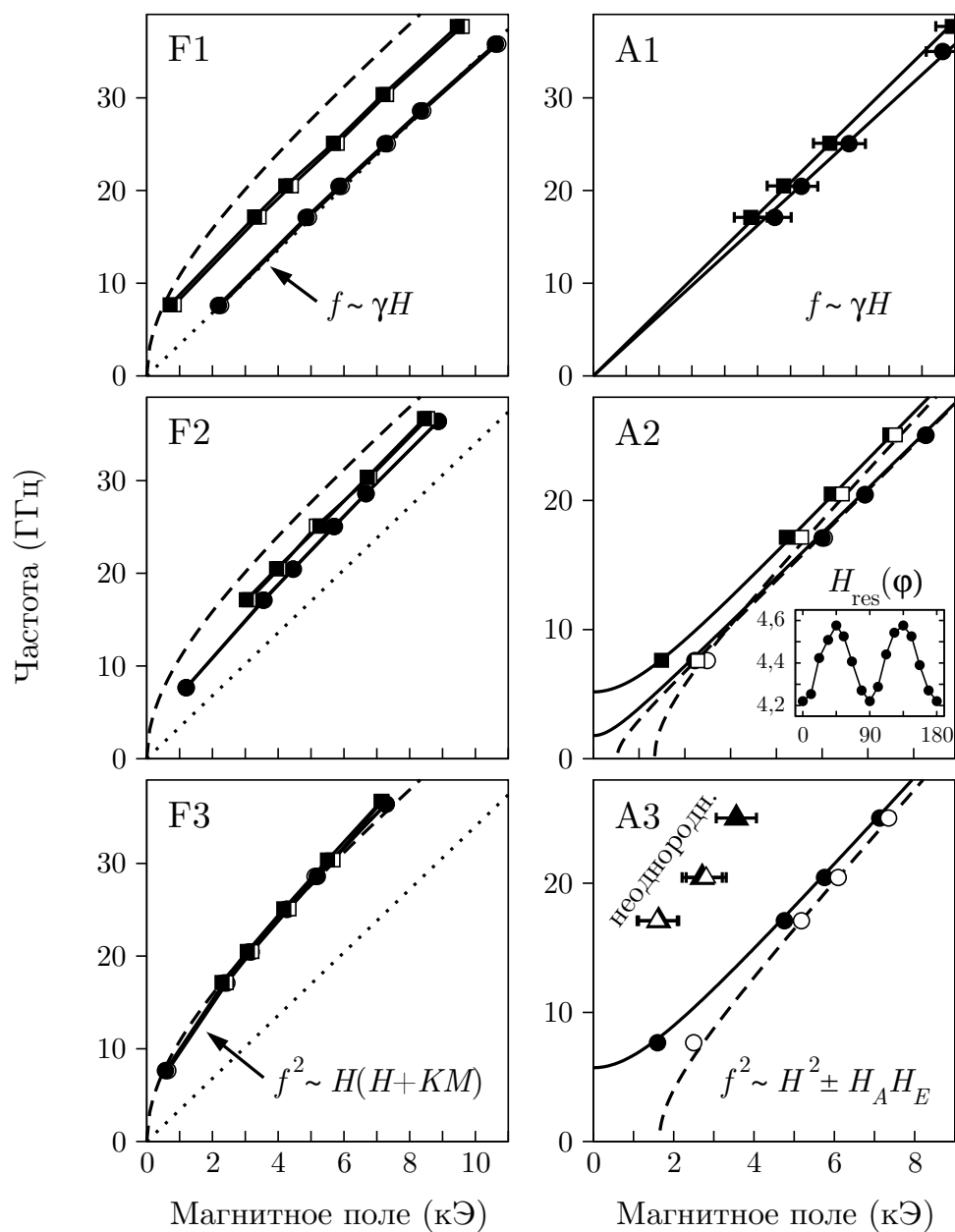


Рис. 21: Зависимости частот ФМР от магнитного поля при $T = 300$ К (круглые символы) и при $T = 77$ К (квадратные символы) для двух направлений поля в плоскости пленки — $[100]$ (темные символы) и $[110]$ (светлые символы). Линии — теоретические кривые (пояснения см. в тексте). Для образца A2 на вставке показана угловая зависимость резонансного поля при $T = 77$ К на частоте 17 ГГц.

Как видно на рисунке 21, полевые зависимости частоты акустической моды для образца А3 хорошо описываются с помощью формулы (44). Кроме того, для данной структуры наблюдались дополнительные моды резонанса, подобные тем, что демонстрируют сверхрешетки с «толстыми» слоями железа, описанные в первой части работы. Таким образом, поведение образца А3 соответствует представлениям об обычной обменно-связанной многослойной структуре.

Спектр для образца А1 с самыми тонкими слоями железа выглядит иначе. Здесь анизотропия положения резонансной линии отсутствует при всех исследованных температурах, а зависимость $\omega(H)$ линейна (см. рис. 21, А1). Такие свойства спектра подтверждают суперпарамагнитный характер образца А1.

Структура А2 с промежуточным между А1 и А3 значением номинальной толщины слоев железа демонстрирует наиболее нетривиальное поведение спектра ФМР. В области низких температур линия поглощения демонстрирует анизотропию 4-го порядка в плоскости пленки и зависимость $\omega(H)$ описывается формулой (44) как в образце А3 (рис. 21, А2). При повышении температуры наблюдаемая анизотропия быстро уменьшается, так что при комнатной температуре спектр уже очень подобен спектру образца А1 с изотропной линейной зависимостью $\omega(H)$. Поскольку исчезновение анизотропии спектра можно интерпретировать как переход в неупорядоченную фазу, напрашивается вывод, что в области низких температур образец А2 находится в состоянии антиферромагнитно упорядоченной сверхрешетки, а при высоких температурах переходит в суперпарамагнитную фазу.

Более детальное исследование анизотропии резонансной линии для образца А2 показывает, что температура перехода T_c зависит от величины приложенного поля H . Зависимость $T_c(H)$ можно проследить, изучая изменение анизотропии спектра с температурой на разных частотах, т.к. при этом резонансное поле также имеет различные значения. На рисунке 22 (а) показана серия экспериментальных кривых поглощения при различных температурах на частоте 17 ГГц для двух направлений поля в плоскости пленки [100] и [110]. Видно, что анизотропия исчезает около $T \approx 300$ К, где резонансное поле $H \approx 5$ кЭ.

На рисунке 22 (б) показаны температурные зависимости положения линии для двух направлений поля, полученные на разных частотах. Приведенный график можно рассматривать как $H - T$ диаграмму с областями упорядоченного и неупорядоченного состояний (наличие либо отсутствие анизотропии резонанса). С увеличением поля температура T_c падает, что качественно соответствует поведению параметра порядка в антиферромагнетиках, где имеет место формула

$$T_c(H) = T_c(0) \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2} \right).$$

Применение этой формулы к образцу А2 позволяет оценить величину $T_c(0) \approx 430$ К.

Наблюдаемая эволюция магнитных свойств системы Fe/Cr при изменении номинальной толщины слоев железа может быть качественно объяснена на основе простых соображений, исходя из кластерной структуры ФМ слоев. При достаточно малом количестве напыленного железа слои состоят из отдельных удаленных друг от друга ФМ частиц, взаимодействие между которыми относительно мало. В этом случае наблюдается чисто суперпарамагнитное поведение. По мере увеличения объема ферромагнитного вещества расстояния между частицами уменьшаются, что приводит к

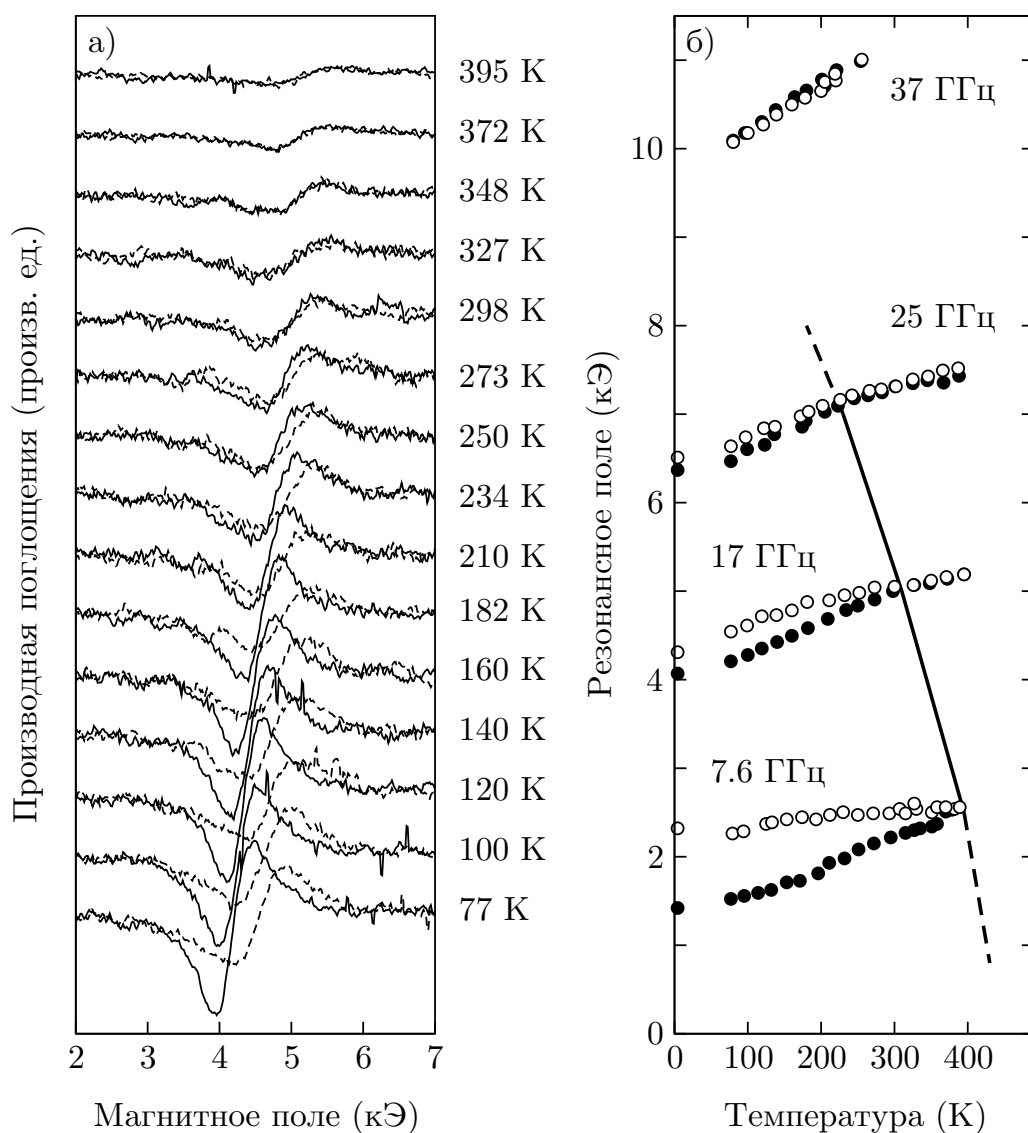


Рис. 22: Зависимость анизотропии резонанса в плоскости пленки образца А2 от температуры: а) экспериментальные спектры на частоте 17,1 ГГц в поле, направленном вдоль кристаллографических направлений [100] (сплошные линии) и [110] (пунктир); б) температурные зависимости резонансных полей, полученные на разных частотах для направлений [100] (темные кружки) и [110] (светлые кружки).

появлению достаточно сильного среднего ФМ взаимодействия в слое и, следовательно, возникновению некоторой температуры упорядочения. Для образцов АФМ-типа, кроме того, среднее межслойное взаимодействие обуславливает антипараллельную ориентацию намагниченностей соседних слоев. В процессе роста толщины железа межчастичные расстояния быстро уменьшаются, происходит слияние отдельных ФМ кластеров и резкий рост температуры упорядочения.

В рамках такого подхода достаточно логично объясняются наблюдаемые свойства структур со сверхтонкими ФМ слоями. Однако, заметим, что в представленных рассуждениях никак не учитывались взаимодействия случайного характера между частицами железа. Между тем, такие взаимодействия могут существенно влиять на характер основного состояния системы. Для выяснения их роли в изучаемых структурах необходимы более подробные исследования свойств низкотемпературной упорядоченной фазы. Именно этому посвящен следующий раздел работы.

4 Спин-стекольное поведение при низких температурах

Как уже обсуждалось ранее, системы, состоящие из малых магнитных частиц, при понижении температуры могут проявлять ряд специфических магнитных свойств, таких как явление блокировки, а также различные спин-стекольные эффекты. Этот раздел посвящен поиску подобных эффектов в исследуемых образцах Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа [Our12].

4.1 Зависимость намагниченности от магнитной предыстории образца

Наиболее простым и наглядным методом изучения систем малых магнитных частиц и спиновых стекол является стандартная процедура измерения намагниченности после охлаждения образца в поле и без поля. Пошагово данная процедура выглядит следующим образом:

1. Образец, находящийся в (супер)парамагнитном состоянии при высокой температуре, охлаждается в отсутствие поля до низкой температуры,
2. Вводится магнитное поле величины H ,
3. В фиксированном поле H при увеличении температуры измеряется зависимость намагниченности от температуры $M_{\text{ZFC}}(T)$ (обозначение ZFC является сокращением английского «zero field cooling»).
4. В том же неизменном поле H опять записывается зависимость намагниченности от температуры $M_{\text{FC}}(T)$, но теперь при уменьшении температуры.

На рисунке 23 показаны результаты измерения кривых $M_{\text{FC}}(T)$, $M_{\text{ZFC}}(T)$ для шести исследуемых образцов. Для каждого образца такие кривые были получены при различных значениях поля $H \leq 5$ кЭ.

Для всех исследуемых образцов наблюдаются качественно подобные зависимости намагниченности от температуры. В области высоких температур кривые $M_{\text{FC}}(T)$ и $M_{\text{ZFC}}(T)$ совпадают, но при понижении температуры начинают расходиться. При этом $M_{\text{FC}}(T)$ демонстрирует монотонный рост, а $M_{\text{ZFC}}(T)$ проходит через максимум (исключение составляет образец A1, для которого намагниченность $M_{\text{FC}}(T)$ также проявляет слабый максимум при $T \sim 150$ К). Для каждого значения поля H расщепление кривых $M_{\text{FC}}(T)$, $M_{\text{ZFC}}(T)$ происходит при температурах несколько выше температуры T_m , соответствующей максимуму $M_{\text{ZFC}}(T)$. Однако существенное расхождение этих зависимостей начинается ниже температуры T_m , которую можно грубо считать границей между обратимым и необратимым поведением намагниченности. Для всех образцов температура T_m уменьшается с увеличением поля, в котором производится измерение.

Таким образом, в области низких температур и малых полей магнитное состояние образцов является необратимым и зависит от их магнитной предыстории. Область необратимости $M(T)$ для каждого образца можно качественно изобразить на диаграмме $H - T$, если нанести точки, соответствующие величине T_m для каждого значения поля H (см. рис. 24).

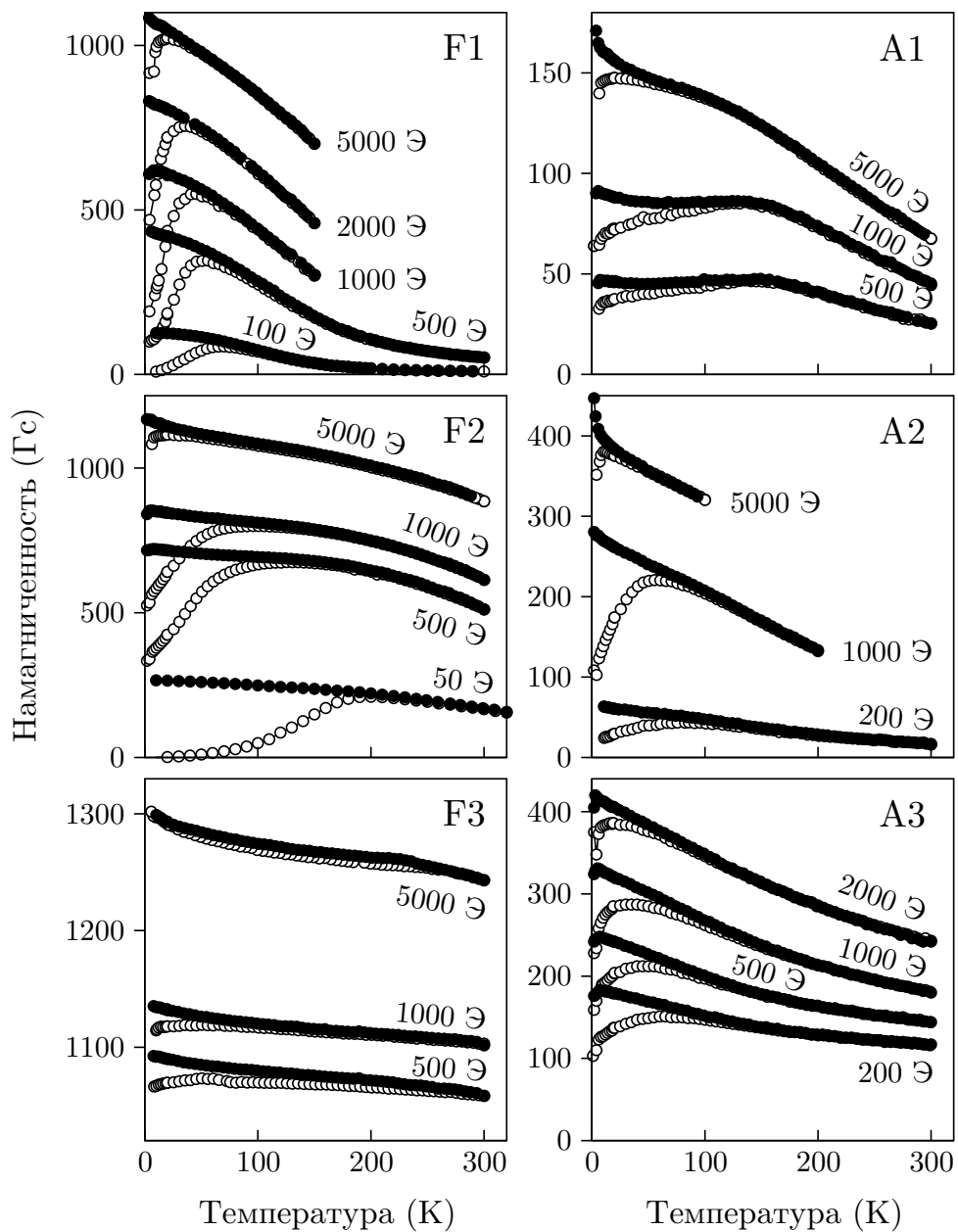


Рис. 23: Температурные зависимости намагниченности для шести исследуемых структур, полученные при различных значениях поля H (показаны на графиках) после процедуры охлаждения образца в нулевом поле (светлые точки) и в поле H (темные точки).

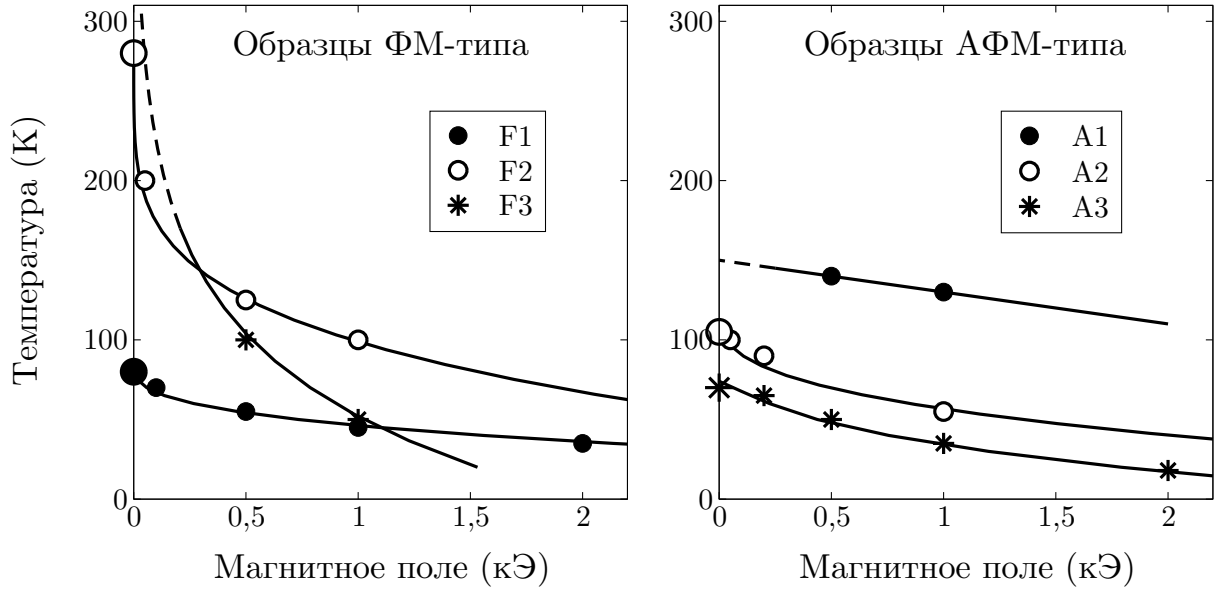


Рис. 24: Линии в координатах $H - T$, разделяющие области обратимой и необратимой намагниченности, построенные по температуре максимума T_m кривых $M_{ZFC}(T)$ (точки) для образцов ФМ и АФМ типов. Укрупненные символы на оси $H = 0$ получены по данным измерения восприимчивости в переменном поле (см. пояснение на стр. 70).

Обратим внимание на различие в характере кривых $T_m(H)$ для образцов ФМ и АФМ типов. Важнейшее отличие состоит в поведении предельного значения $T_m(0) = T_m(H \rightarrow 0)$. Для образцов ФМ типа $T_m(0)$ растет с увеличением номинальной толщины железа, а для образцов АФМ типа, наоборот, падает. Другое отличие состоит в том, что крутизна кривых $T_m(H)$ для структур ФМ типа быстро возрастает с увеличением номинальной толщины слоев железа t_{Fe} . В результате при увеличении магнитного поля кривые $T_m(H)$ для разных образцов пересекаются, и зависимость T_m от толщины слоя t_{Fe} становится немонотонной. Для структур АФМ типа такого эффекта не наблюдается, и $T_m(t_{Fe})$ остается монотонной при всех значениях поля H .

Принципиальное различие в поведении образцов ФМ и АФМ типов обнаруживается при сравнении полученных значений $T_m(0)$ с температурой возникновения «упорядоченной» фазы, обсуждавшейся в предыдущем разделе. Для структур ФМ типа F1 и F2 значение $T_m(0)$, т.е. точка возникновения необратимости, совпадает с появлением остаточного момента на кривых намагничивания (ср. рис. 19). Аналогично, образец F3, у которого остаточный момент наблюдался во всей исследованной области температур, в этой же области демонстрирует и слабое расщепление кривых $M_{FC}(T)$, $M_{ZFC}(T)$.

Другая картина наблюдается для образцов АФМ типа. У структур A2 и A3 точка возникновения необратимости $T_m(0)$ лежит гораздо ниже температуры, при которой появляется АФМ порядок. Только образец A1 с самыми тонкими слоями железа показывает свойства, подобные F1 и F2 — наличие необратимости и слабого остаточного момента ниже $T \approx 150$ К и суперпарамагнитное поведение при более высоких температурах.

Низкотемпературная необратимость магнитных свойств исследуемых структур в принципе может объясняться различными причинами. В случае кластерного ус-

тройства слоев железа эффект может быть связан с блокировкой отдельных ферромагнитных частиц из-за их внутренней анизотропии. При наличии межчастичных взаимодействий могут также возникать коллективные состояния типа спинового стекла. Наконец, для достаточно толстых слоев железа необратимость может быть обусловлена обычной доменной структурой ФМ пленок.

Заметим, что для образца А1 наличие максимума не только на кривой $M_{ZFC}(T)$, но и на кривой $M_{FC}(T)$ является признаком реализации в системе спин-стекольного состояния [73]. С целью дальнейшего исследования природы необратимых явлений в исследуемых образцах был проведен ряд экспериментов, в частности, измерения низкотемпературных петель гистерезиса и температурных зависимостей комплексной низкочастотной восприимчивости.

4.2 Петли гистерезиса

На рис. 25 показаны петли гистерезиса, полученные для исследуемых образцов при температурах ниже точки возникновения необратимости на кривых $M(T)$. Их характерная особенность состоит в том, что начальная кривая намагничивания, измеренная после охлаждения образца в отсутствие поля, лежит вне петли гистерезиса, полученной после приложения к образцу сильного магнитного поля. Подобная аномалия в той или иной степени наблюдается при низких температурах для всех исследуемых образцов за исключением F3. С ростом температуры эта аномалия исчезает.

Величина полей, в которых кривая начального намагничивания выходит на петлю гистерезиса, составляет для ряда образцов ~ 5 кЭ. Это на порядок больше величины кристаллографической анизотропии объемного железа, а также анизотропии, наблюдающейся для «обычных» сверхрешеток Fe/Cr с «толстыми» ферромагнитными слоями. Поэтому трудно объяснить данное свойство петель гистерезиса какими-либо эффектами анизотропного характера, как ФМ домены или блокировка суперпарамагнитных частиц.

Наблюдаемое поведение свидетельствует в пользу предположения о спин-стекольном состоянии образцов при низких температурах. Такое состояние характеризуется множественностью локальных минимумов энергии с различными значениями полной намагниченности. Для перевода системы из состояния с малым магнитным моментом в состояние с большим магнитным моментом необходимы существенно большие поля, чем для вращения этого магнитного момента как целого.

Описанное необычное поведение кривой начального намагничивания наблюдалось ранее и связывалось с межчастичными магнитными взаимодействиями в кластерных стеклах [74–76]. Также сообщалось о наблюдении подобной аномалии в неупорядоченном сплаве $Au_{81}Fe_{19}$ [77] и в более сложных системах со спин-стекольным поведением [78].

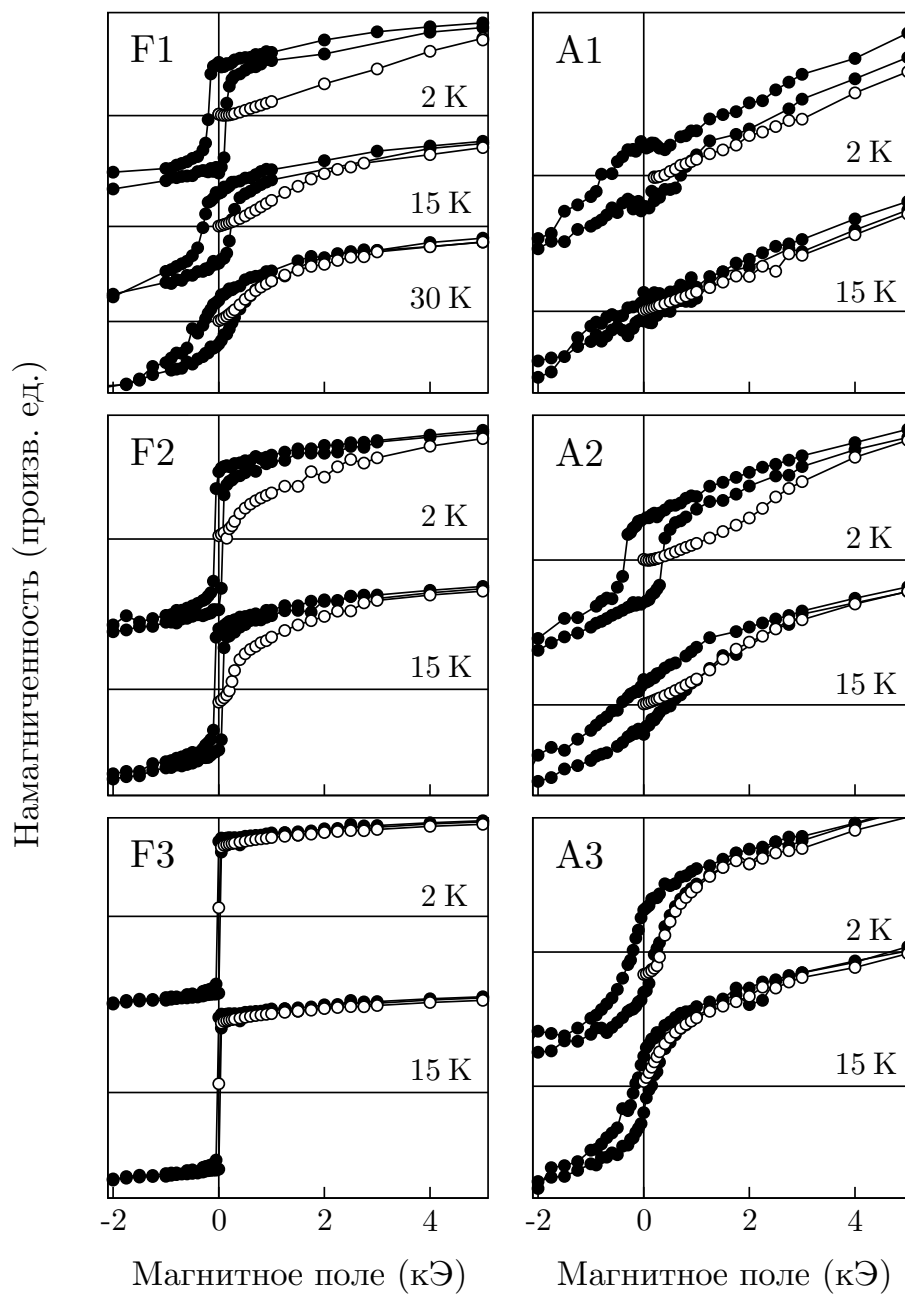


Рис. 25: Петли гистерезиса (темные точки) и кривые начального намагничивания (светлые точки) для шести исследуемых образцов при различных температурах.

4.3 Магнитная релаксация

Кривая начального намагничивания, полученная при охлаждении образца в нулевом поле соответствует метастабильным состояниям системы. На это указывают результаты изучения магнитной релаксации. На рисунке 26 показаны результаты измерения зависимости намагниченности образца F1 от времени. Начальное состояние приготовлено охлаждением от комнатной температуры до 15 К в отсутствие поля. После приложения поля величиной 500 Э намагниченность медленно растет с течением времени t , приблизительно по линейному закону $\Delta M \sim \lg t$.

Аналогично, система, намагниченная в области низких температур, при снятии поля медленно релаксирует в сторону меньших значений M (как это показано на рис. 26 для образца F2). Зависимость намагниченности от времени также линейна по $\lg t$.

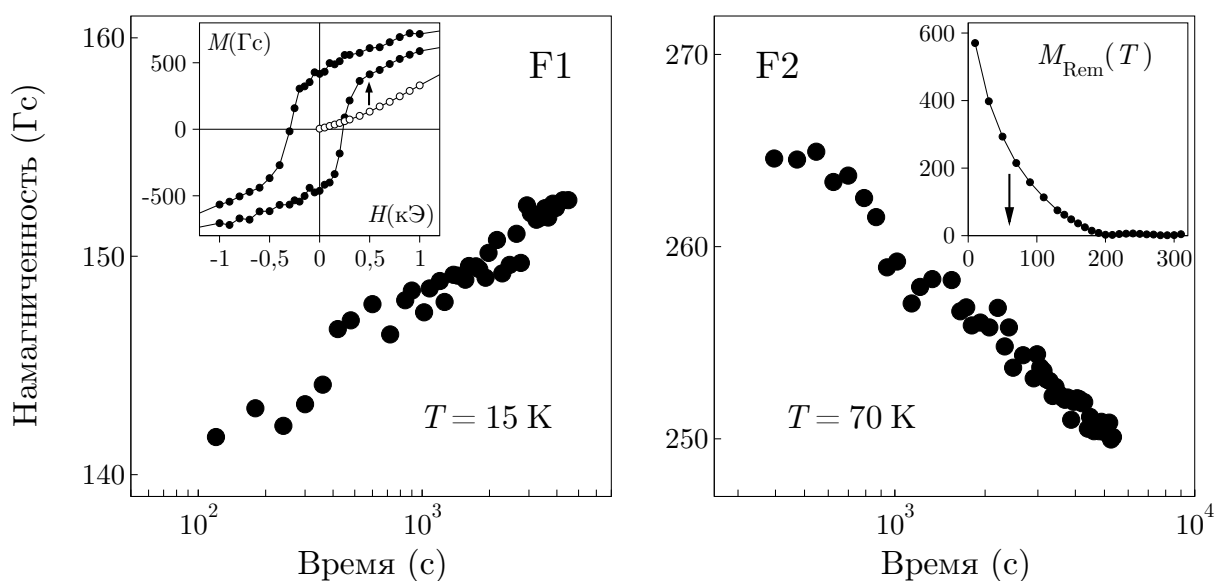


Рис. 26: Примеры процессов магнитной релаксации: для образца F1 — из размагниченного состояния (полученного охлаждением в нулевом поле до $T=15$ К) после приложения небольшого поля $H=500$ Э, и для образца F2 — в нулевом поле из намагниченного состояния при $T=70$ К.

4.4 Комплексная магнитная восприимчивость

Динамические свойства системы могут быть исследованы с помощью измерений восприимчивости в переменном магнитном поле. Рисунок 27 иллюстрирует температурную зависимость комплексной магнитной восприимчивости для пяти исследуемых образцов, получаемую при охлаждении в отсутствие поле от $T = 350$ К и в переменном поле с амплитудой 2,5 Э.

Действительная $\chi'(T)$ и мнимая $\chi''(T)$ части восприимчивости демонстрируют наличие максимумов. В области высоких температур мнимая часть отсутствует $\chi'' = 0$, а ее значительный рост начинается только при прохождении максимума $\chi'(T)$. Таким образом положения максимумов мнимой компоненты восприимчивости сдвинуты по сравнению с пиками действительной составляющей в сторону меньших температур.

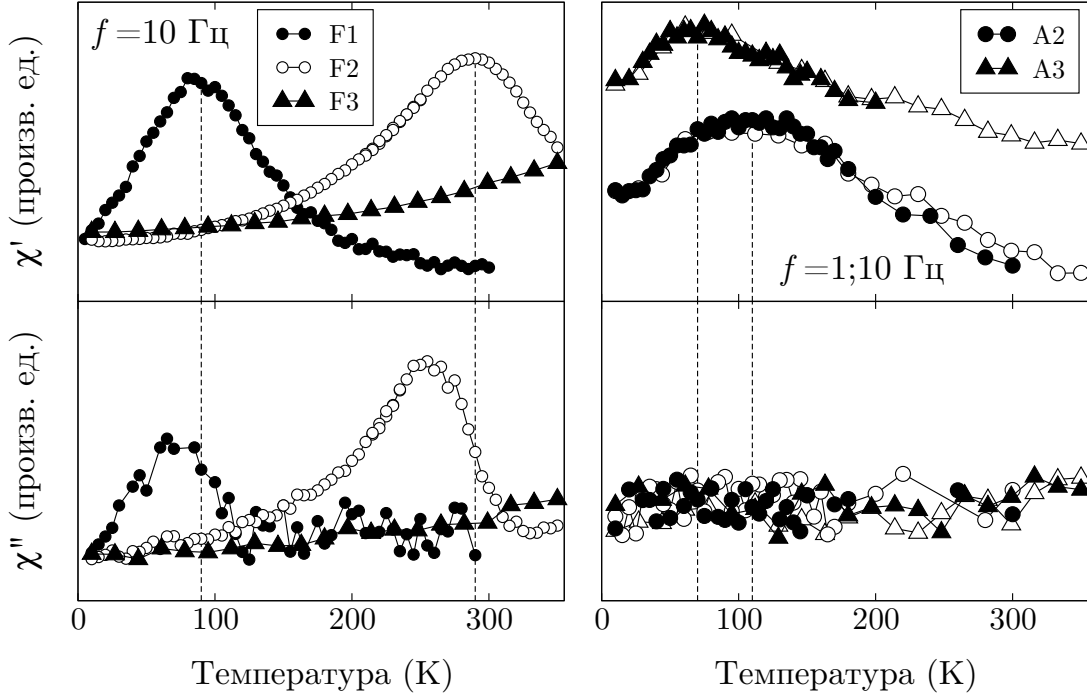


Рис. 27: Зависимость действительной и мнимой частей восприимчивости от температуры для образцов ФМ типа (на частоте 10 Гц) и АФМ типа (на частотах 1 и 10 Гц). Амплитуда переменного поля 2,5 Э.

Для образцов АФМ типа величина пиков $\chi'(T)$ гораздо меньше, чем для структур ФМ типа, а максимумов $\chi''(T)$ вообще не наблюдается в пределах погрешности измерений.

Температура T_{mf} максимумов действительной части восприимчивости качественно соответствует значениям $T_m(0)$ — точке возникновения фазы с необратимостью намагниченности (см. рис. 24). Для образцов ФМ типа T_{mf} растет с увеличением номинальной толщины слоев железа, для образцов АФМ типа — падает. Образец F3 в изученной области температур не обнаруживает пиков восприимчивости, однако демонстрирует монотонный рост $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$.

Форма кривой $\chi'(T)$ для образцов F1 и F2 зависит от частоты f (рис. 28 и 29). В исследованном диапазоне $f = 1 \div 1000$ Гц величина пика уменьшается с увеличением частоты, а его положение сдвигается в сторону больших температур.

Полученные зависимости $T_{mf}(f)$ качественно описываются типичным для спиновых стекол степенным критическим законом: $f(T_{mf}) \sim \tau_0^{-1}(T_{mf}/T_g - 1)^{z\nu}$ с «разумными» значениями постоянной времени $\tau_0 \sim 10^{-10}$ с и критического показателя $z\nu \sim 10$ [25, 79]. Величина T_g имеет смысл температуры перехода в состояние спинового стекла в нулевом поле. Для образца F1 получено значение $T_g \sim 80$ К, а для образца F2 $T_g \sim 280$ К. Использование для описания результатов наших экспериментов закона Аррениуса $f(T_{mf}) \sim \tau_0^{-1} \exp(-\Delta E/k_B T_{mf})$ (ΔE — энергия активации), характеризующего суперпарамагнитное поведение, приводит к нереальным значениям константы $\tau_0 \sim 10^{-50}$ с.

Для образцов АФМ серии частотной зависимости χ' не наблюдалось, по-видимому, из-за относительной слабости этих эффектов. В этом случае T_g можно определить по положению максимума $\chi'(T)$.

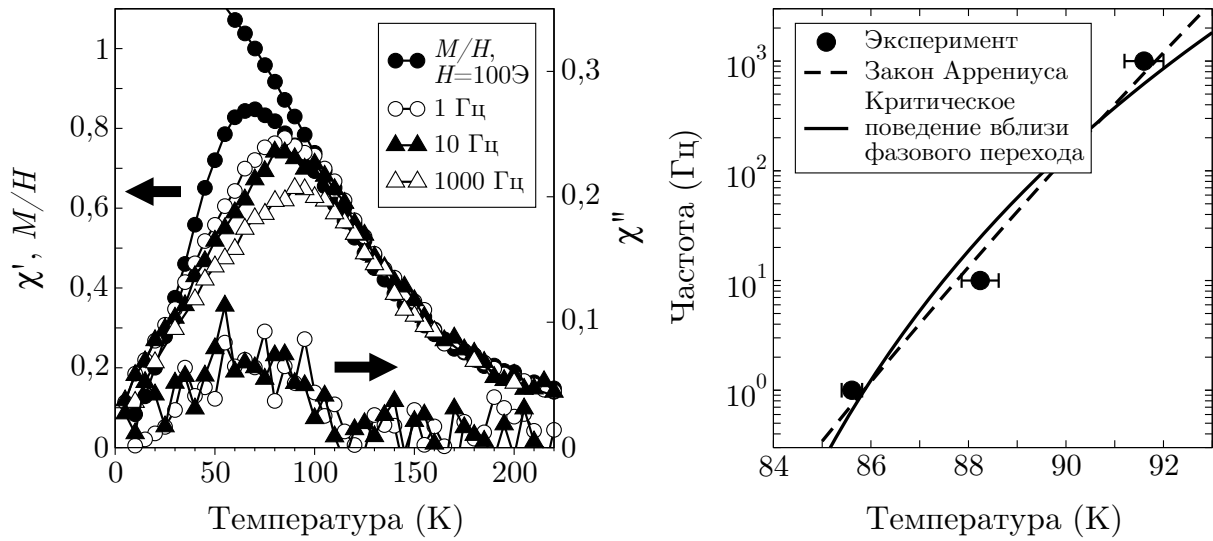


Рис. 28: Температурная зависимость действительной (χ') и мнимой (χ'') частей магнитной восприимчивости на различных частотах $f = 1 \div 1000$ Гц для образца F1 и зависимость частоты f от температуры максимума T_{mf} восприимчивости χ' .

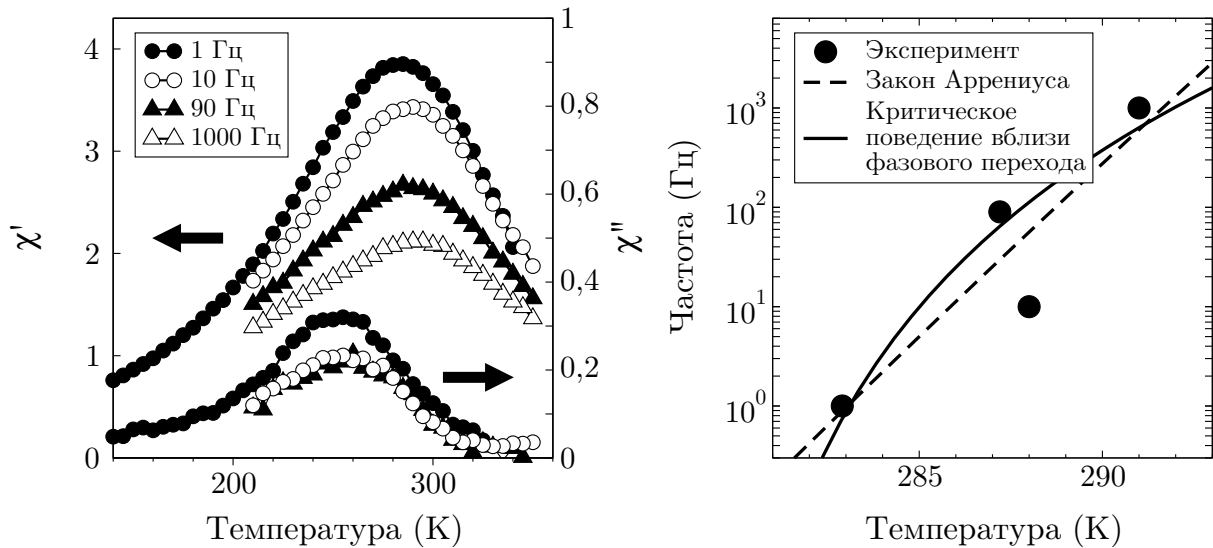


Рис. 29: Температурная зависимость действительной (χ') и мнимой (χ'') частей магнитной восприимчивости на различных частотах $f = 1 \div 1000$ Гц для образца F2 и зависимость частоты f от температуры максимума T_{mf} восприимчивости χ' .

Для сравнения полученные значения T_g показаны на графике зависимости $T_m(H)$ (рис. 24). Эти температуры обозначены на оси $H = 0$ более крупными символами. Видно, что T_g хорошо согласуется с $T_m(0)$.

4.5 Необратимость спектров СВЧ поглощения

Необратимость магнитных свойств системы наблюдалась не только при исследовании статической намагниченности, но и при изучении спектров ферромагнитного резонанса. Рисунок 30 иллюстрирует зависимость кривой поглощения от магнитной предыстории на примере образца F2. Процедура, с помощью которой получена серия кривых на графике (а), выглядит следующим образом.

1. Образец охлаждается от комнатной температуры до $T = 4$ К в нулевом поле,
2. вводится магнитное поле величины $H = H_1$,
3. при уменьшении поля до нуля записывается кривая СВЧ поглощения,
4. далее процедура повторяется, начиная с пункта 2, с последовательно увеличивающимися значениями поля $H = H_{i+1} > H_i$.

Как видно на рисунке 30 (а), при небольших значениях $H \approx 2$ кЭ резонансное поглощение практически отсутствует. По мере увеличения H сначала появляется широкая линия, которая затем становится все уже и интенсивней. Насыщение происходит лишь в полях $H \gtrsim 10$ кЭ.

Такое поведение находится в согласии с обсуждавшимися ранее аномальными петлями гистерезиса и предположением о спин-стекольном характере образцов при низких температурах. При охлаждении в нулевом поле система попадает в состояние, у которого отсутствует макроскопическая намагниченность и имеется широкий спектр собственных частот. Приложением магнитных полей ~ 10 кЭ система переводится, последовательно преодолевая ряд потенциальных барьеров, в состояние с наличием макроскопического момента. В таком состоянии появляется выделенная собственная частота, соответствующая колебанию системы как целого — акустическая мода.

Изучая температурную зависимость спектров в состояниях, приготовленных различным способом, можно определить точку, где начинается заморозка магнитных моментов. На рисунке 30 (б) представлены результаты измерений такого типа. Показаны серии кривых поглощения при разных температурах, полученные двумя способами. В первом случае образец был охлажден от комнаты до $T = 4$ К в отсутствие поля, и далее процедура измерений была следующей.

1. Устанавливается поле $H = 1,5$ кЭ,
2. при уменьшении поля до нуля записывается кривая поглощения,
3. температура увеличивается до следующего значения и процедура повторяется с пункта 1.

Во втором случае проводилась та же процедура при тех же значениях температуры, но первоначально образец был охлажден в поле $H \sim 10$ кЭ.

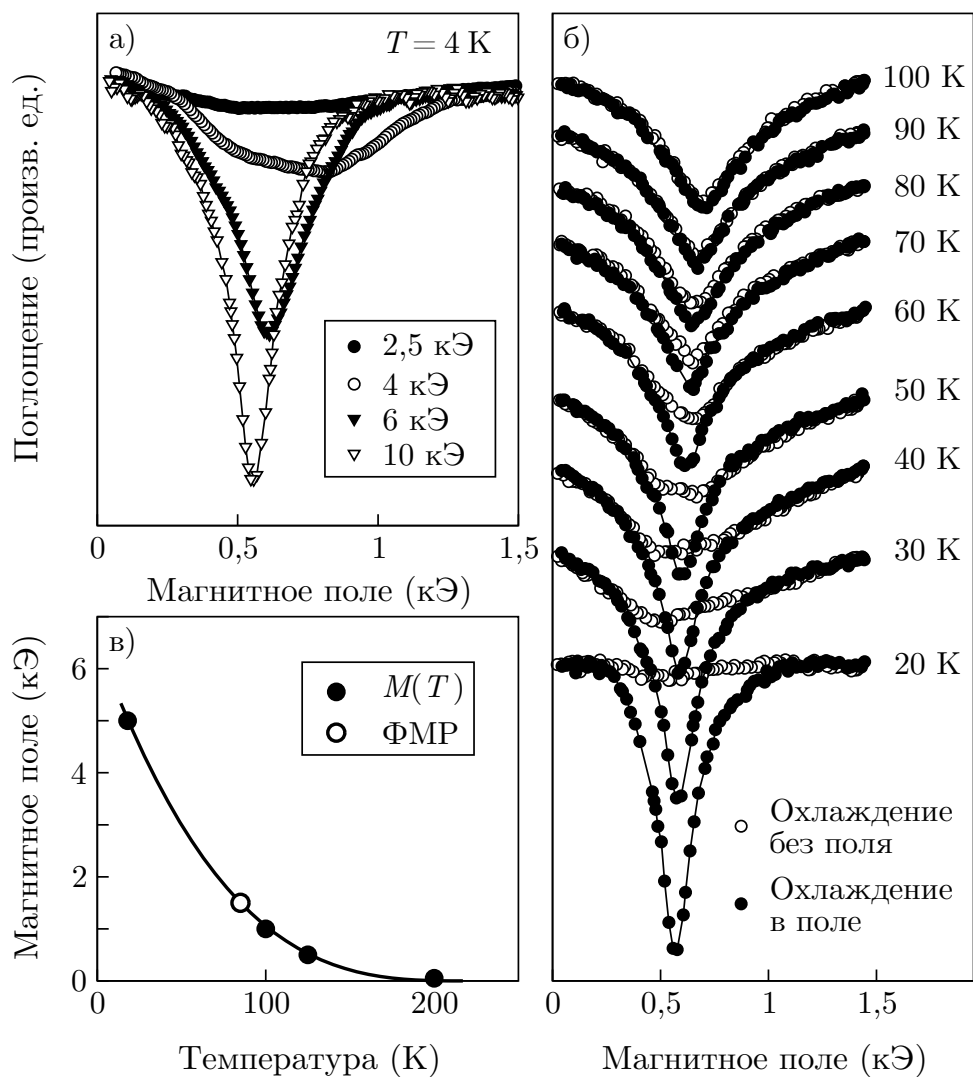


Рис. 30: Наблюдение необратимых магнитных процессов с помощью ФМР ($f = 7,6$ ГГц): а) Кривые поглощения, записанные после охлаждения образца в нулевом поле до 4 К и последующего приложения различных величин поля, б) кривые поглощения, записанные после охлаждения образца в поле и без поля, в) диаграмма $H - T$ с областью необратимости.

Как видно на рисунке, в области низких температур кривые, полученные разными способами, отличаются. Образец, приготовленный охлаждением в поле, демонстрирует резонансное поглощение. Для образца, охлажденного без поля, никаких особенностей поглощения не наблюдается. При увеличении температуры разница между двумя кривыми постепенно стирается, и при $T \gtrsim 80$ К они начинают совпадать.

Интересно сравнить полученную критическую температуру с данными измерений статических кривых M_{FC} , M_{ZFC} . На рисунке 30 (в) показана диаграмма $H - T$ с линией раздела обратимого и необратимого поведения $M(T)$. Точка $T = 80$ К хорошо ложится на линию, если считать $H = 1,5$ кЭ, т. е. то магнитное поле, от которого проводились измерения спектров поглощения.

Таким образом, данные ФМР для образца F2 подтверждают результаты исследования статических магнитных свойств низкотемпературной фазы, и свидетельствуют о ее спин-стекольном характере. Подобные результаты были получены также для образца АФМ типа А2.

5 Диаграмма магнитных состояний

На основе изложенных выше результатов на рисунке 31 представлен качественный вид магнитных фазовых диаграмм изучаемых структур ФМ и АФМ типов в координатах температура – толщина слоя железа [Our12]. При этом круглыми символами показаны значения температуры спин-стекольного перехода T_g . Основное отличие для структур ФМ и АФМ типов в исследованном диапазоне толщин слоев Fe заключается в различном поведении линии перехода в спин-стекольное состояние $T_g(t_{\text{Fe}})$, а именно, «возрастающая» (при увеличении номинальной толщины слоев Fe) зависимость для образцов ФМ типа и «убывающая» — для образцов АФМ типа. При этом выше температуры T_g образцы ФМ типа F1 и F2 проявляют суперпарамагнитные свойства — отсутствие остаточного момента и кривые намагничивания ланжевенского типа. Для образца F3, как уже упоминалось, во всем исследованном температурном диапазоне наблюдалась необратимость намагниченности, однако других свидетельств присутствия фазы спинового стекла обнаружить не удалось. Возможно, что в данном случае мы имеем дело уже со смешанной фазой ферромагнетик – спиновое стекло.

В отличие от образцов ФМ типа, образцы АФМ типа уже при толщинах $t_{\text{Fe}} > 3 \text{ \AA}$ выше T_g демонстрировали наличие упорядоченной фазы. При этом образец A2 при температуре $\sim 400 \text{ K}$ переходил в (супер)парамагнитное состояние (треугольник на рисунке 31), а образец A3 вел себя как магнитоупорядоченная сверхрешетка вплоть до высоких температур.

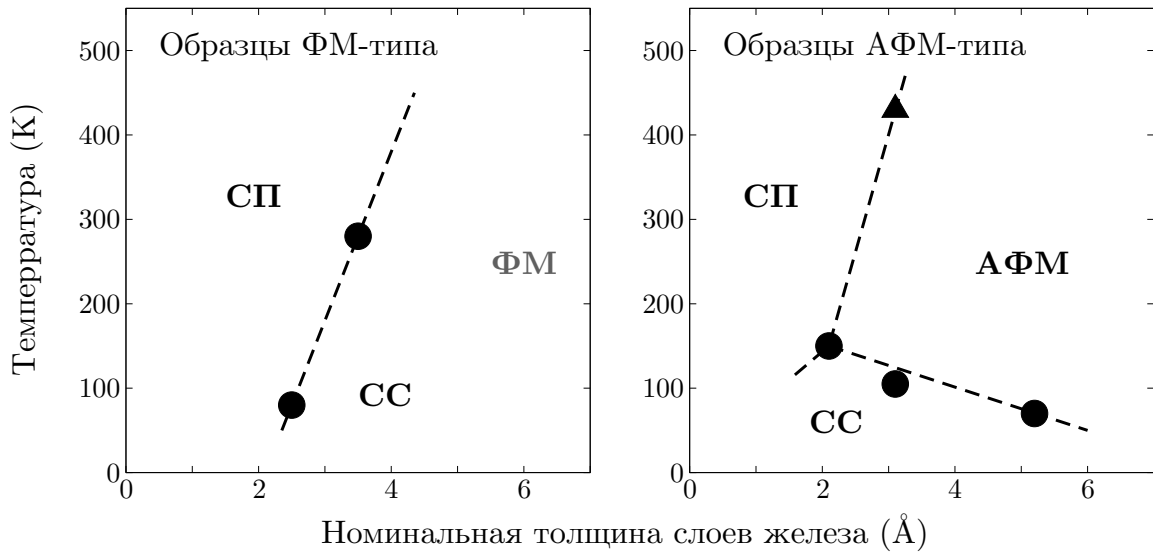


Рис. 31: Качественные диаграммы наблюдаемых состояний для образцов ФМ и АФМ типов.

Наблюдаемое отличие фазовых диаграмм для образцов ФМ и АФМ типов мы связываем с различием не столько в знаке, сколько в величине межслойного взаимодействия. Для образцов ФМ типа с $t_{\text{Cr}} = 20 \text{ \AA}$ межслойный обмен относительно мал, и свойства системы определяются в основном взаимодействиями случайного характера внутри магнитного слоя. В этом случае при высоких температурах система является суперпарамагнетиком, а при охлаждении переходит не в упорядоченное ФМ состояние, а в состояние спинового стекла. По мере увеличения номинальной толщины напыленного железа величина взаимодействий внутри магнитного слоя растет,

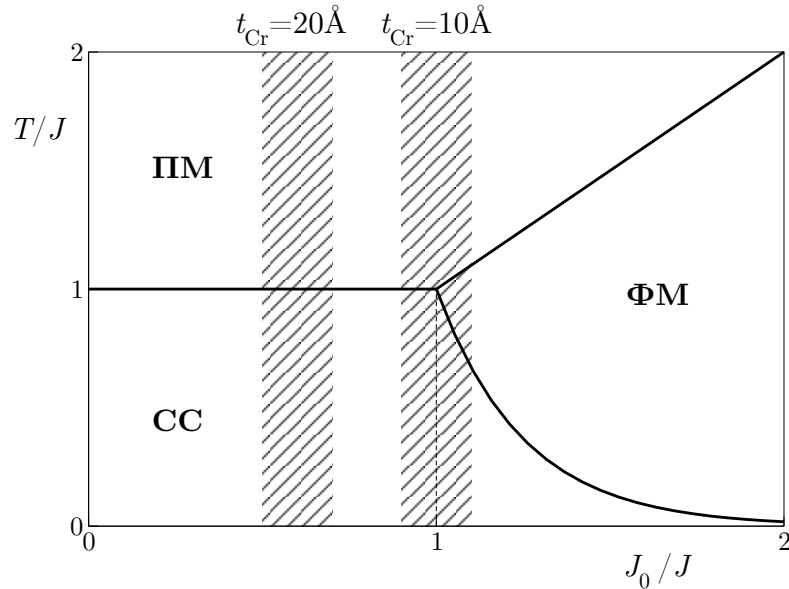


Рис. 32: Фазовая диаграмма Шеррингтона-Киркпатрика с областями, качественно соответствующими изучаемым структурам ФМ и АФМ типа.

что сначала приводит к увеличению температуры спин-стекольного перехода. Однако при некоторой толщине ферромагнитное взаимодействие внутри слоя становится преобладающим, и парамагнитная в области высоких температур структура переходит при охлаждении в ФМ фазу. При более низкой температуре все еще возможен переход в так называемую «смешанную» или «возвратную» фазу спинового стекла. Для исследуемых структур ФМ типа такую смешанную фазу, по-видимому, демонстрирует образец F3 ($t_{Fe} = 5,5 \text{ \AA}$).

Образцы АФМ типа отличаются от структур ФМ типа гораздо большим межслойным обменом, который вносит в систему дополнительный упорядочивающий эффект. Можно сказать, что помимо среднего ферромагнитного взаимодействия внутри железных слоев, каждый из них испытывает дополнительное воздействие среднего поля со стороны соседних слоев. Поэтому, в отличие от структур ФМ серии, уже при $t_{Fe} > 3 \text{ \AA}$ образцы АФМ серии демонстрируют переход из парамагнитной в упорядоченную фазу с АФМ упорядочением соседних слоев Fe. При более низких температурах наблюдается «возвратная» фаза спинового стекла. С увеличением t_{Fe} эффективное среднее поле внутри слоев растет, а относительный вклад случайных взаимодействий ослабевает. Соответственно, температура перехода из парамагнитной в упорядоченную фазу растет, а температура перехода в фазу спинового стекла понижается.

Более формально разницу между наблюдаемыми диаграммами для образцов ФМ и АФМ типа можно проиллюстрировать на примере фазовой диаграммы спинового стекла в модели Шеррингтона-Киркпатрика (рис. 32). Образцы ФМ типа ($t_{Cr} = 20 \text{ \AA}$), в силу относительной малости среднего взаимодействия J_0 , попадают в область диаграммы с существованием двух фаз по температуре — парамагнитной (ПМ) и спинового стекла (СС). Для образцов АФМ типа ($t_{Cr} = 10 \text{ \AA}$) среднее взаимодействие J_0 увеличивается, и они попадают в область, где могут наблюдаться три фазы — ПМ, СС и ФМ. ФМ фаза в данном случае соответствует ФМ упорядочению внутри слоев железа с АФМ ориентацией намагниченности соседних слоев.

Основные результаты II части

Перечислим основные результаты, полученные для структур со «сверхтонкими» слоями железа.

1. Методами SQUID магнитометрии и ФМР исследованы две серии образцов со сверхтонкими слоями железа и различной толщиной прослойки хрома.
2. В зависимости от температуры и номинальной толщины железного слоя наблюдается реализация различных магнитных фаз: магнитоупорядоченной сверхрешетки, суперпарамагнитной, а также неэргодичного состояния, характеризуемого зависимостью магнитных свойств от предыстории.
3. Показано, что наблюдаемая неэргодичная фаза проявляет свойства спинового стекла.
4. Построена качественная фазовая диаграмма магнитных состояний исследуемой системы.
5. Различие фазовых диаграмм для структур с разной толщиной прослойки хрома объяснено разницей в величине межслойного обмена.

Заключение

В заключении сформулируем основные результаты диссертации.

1. В интервале температур от 4 до 400 К методом ФМР исследованы спектры сверхрешеток Fe/Cr с толщинами слоев железа $t_{\text{Fe}} = 20 \div 35 \text{ \AA}$. Полученные экспериментальные спектры характеризуются, помимо акустической и оптической ветвей, наличием дополнительных резонансных линий.
2. Проведен аналитический расчет кривых намагничивания и полевых зависимостей частот магнитных колебаний для бесконечной магнитной сверхрешетки с учетом билинейной и биквадратичной констант межслойного взаимодействия, а также анизотропии четвертого порядка. Получены частоты магнитных колебаний с произвольными волновыми векторами, перпендикулярными плоскости пленки. Показано, что экспериментальные кривые намагничивания и спектры ФМР качественно хорошо описываются в рамках рассмотренной модели. Наблюдаемые дополнительные линии ФМР связаны с магнитными колебательными модами, неоднородными по толщине структуры.
3. Аппроксимацией экспериментальных зависимостей $\omega(H)$ результатами численных расчетов получены температурные зависимости билинейной и биквадратичной констант межслойного взаимодействия. Вид результирующих зависимостей $J_1(T)$ и $J_2(T)$ свидетельствует в пользу предположения, что билинейная константа имеет обменную природу РККИ, а биквадратичное взаимодействие связано с АФМ структурой прослойки хрома.
4. Методами SQUID магнитометрии и ФМР исследованы две серии образцов со сверхтонкими слоями железа $t_{\text{Fe}} = 2 \div 6 \text{ \AA}$ и различной толщиной прослойки хрома. В зависимости от температуры и номинальной толщины железного слоя наблюдается реализация различных магнитных фаз: магнитоупорядоченной сверхрешетки, суперпарамагнитной, а также особого «неэргодичного» состояния, характеризуемого зависимостью магнитных свойств от предыстории.
5. Показано, что наблюдаемая «неэргодичная» фаза проявляет свойства спинового стекла.
6. Построена качественная фазовая диаграмма магнитных состояний исследуемой системы в зависимости от номинальной толщины слоев железа и температуры. Вид диаграммы отличается для структур с разной толщиной прослойки хрома.
7. Различие фазовых диаграмм для структур с разной толщиной прослойки хрома на качественном уровне объясняется разницей по абсолютной величине межслойного обмена РККИ.

Автор выражает глубокую признательность

своему научному руководителю Н. М. Крейнс за удачную постановку научных задач, мудрое руководство и организационные усилия, сделавшие возможным выполнение данной работы;

Д. И. Холину за полезные дискуссии и помощь при проведении измерений;

В. Ф. Мещерякову за помощь в наладке экспериментального оборудования на начальном этапе работ;

В. В. Устинову, Л. Н. Ромашеву и М. А. Миляеву за предоставленные образцы, многочисленные полезные обсуждения и плодотворное соавторство;

А. В. Королеву за сотрудничество по проведению измерений статических магнитных свойств;

А. А. Мухину и В. Ю. Иванову за предоставленную возможность измерений низкочастотной магнитной восприимчивости;

В. Н. Меншову, В. В. Тугушеву, А. И. Морозову и В. И. Марченко за разъяснение многих теоретических аспектов данной тематики и общестимулирующие беседы;

Автор также благодарит дирекцию Института физических проблем им. П. Л. Капицы РАН за возможность выполнить данную работу в стенах Института и всех сотрудников ИФП за благожелательную атмосферу и квалифицированные консультации по многим как научным, так и техническим вопросам.

Список литературы

Статьи, опубликованные по результатам диссертации:

- [Our1] А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнес, Д.И. Холин, В.Ф. Мещеряков, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **67**, 690 (1998).
- [Our2] A.B. Drovosekov, D.I. Kholin, A.N. Kolmogorov, N.M. Kreines, V.F. Mescheriakov, M. A. Miliayev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov, J. Magn. Magn. Mat. **198–199**, 455 (1999).
- [Our3] А.Б. Дровосеков, О.В. Жотикова, Н.М. Крейнес, В.Ф. Мещеряков, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, Д.И. Холин, ЖЭТФ **116**, 1817 (1999).
- [Our4] A.B. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, O. V. Zhotikova, S. O. Demokritov, J. Magn. Magn. Mat. **226–230**, 1779 (2001).
- [Our5] A.B. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, V. F. Mescheriakov, M. A. Milyaev, L. N. Romashev, V. V. Ustinov, The Physics of Metals and Metallography **91**, Suppl. 1, S38 (2001).
- [Our6] A.B. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, V. F. Mescheriakov, M. A. Milyaev, L. N. Romashev, V. V. Ustinov, The Physics of Metals and Metallography **91**, Suppl. 1, S74 (2001).
- [Our7] С.О. Демокритов, А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнес, Х. Нембах, М. Рикарт, Д.И. Холин, ЖЭТФ **122**, 1233 (2002).
- [Our8] S. O. Demokritov, A. B. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, J. Magn. Magn. Mat. **258–259**, 391 (2003).
- [Our9] S. O. Demokritov, A. B. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, H. Nembach, M. Rickart, J. Magn. Magn. Mat. **272–276**, E963 (2004).
- [Our10] A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, M. A. Milyaev, L. N. Romashev, V. V. Ustinov, J. Magn. Magn. Mater. **290–291**, 157 (2005).
- [Our11] A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, M. A. Milyaev, L. N. Romashev, V. V. Ustinov, Phys. stat. sol. (c) **3**, 109 (2006).
- [Our12] А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнес, Д.И. Холин, А.В. Королев, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **88**, 126 (2008).

Цитируемые работы:

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chaselas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurebach, W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [3] B. Heinrich and J. Cochran, Adv. Phys. **42**, 523 (1993).
- [4] S. O. Demokritov, J. Phys. D **31**, 925 (1998).

- [5] D. T. Pierce, J. Unguris, R. J. Celotta, M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 290 (1999).
- [6] M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 332 (1999).
- [7] P. Bruno, Phys. Rev. B **52**, 411 (1995).
- [8] P. Bruno, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 9403 (1999).
- [9] B. Heinrich and J. A. C. Bland (eds.), *Ultrathin Magnetic Structures*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994).
- [10] B. Heinrich, Can. J. Phys. **78**, 161 (2000).
- [11] M. Ruhrig, R. Schäfer, A. Hubert, R. Mosler, J. A. Wolf, S. O. Demokritov, P. Grünberg, Phys. Stat. Sol. A **125**, 635 (1991).
- [12] B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirscher, Z. Celinski, A. S. Arrott, K. Myrtle, Phys. Rev. B **44**, 9348 (1991).
- [13] T. Schmitte, A. Schreyer, V. Leiner, R. Siebrecht, K. Theis-Bröhl, H. Zabel, Europhys. Lett. **48**, 692 (1999).
- [14] H. Zabel, J. Phys.: Condens. Matter. **11**, 9303 (1999).
- [15] А. И. Морозов, А. С. Сигов, ФТТ **46**, 385 (2004).
- [16] J. C. Slonczewsky, J. Magn. Magn. Mater. **150**, 13 (1995).
- [17] А. И. Морозов, А. С. Сигов, ФТТ **41**, 1240 (1999).
- [18] В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, ЖЭТФ **122**, 1044 (2002).
- [19] И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, УФН **157**, 267 (1989).
- [20] K. Binder, A. P. Young, Rev. Mod. Phys. **58**, 801 (1986).
- [21] P. Vavassori, F. Spizzo, E. Angeli et al., J. Magn. Magn. Mater. **262**, 120 (2003).
- [22] E. A. M. van Alphen and W. J. M. de Jonge, Phys. Rev. B **51**, 8182 (1995).
- [23] M. Carbuicchio, C. Grazzi, M. Rateo et al., J. Magn. Magn. Mater. **215–216**, 563 (2000).
- [24] W. Kleemann, O. Petravic, Ch. Binek et al., Phys. Rev. B **63**, 134423 (2001).
- [25] O. Petravic, X. Chen, S. Bedanta et al., J. Magn. Magn. Mater. **300**, 192 (2006).
- [26] Н. М. Крейнес, Физика низких температур **28**, 807 (2002).
- [27] P. Grünberg, R. Schreiber and Y. Pang, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [28] C. Carbone and S. F. Alvarado, Phys. Rev. B **36**, 2433 (1987).
- [29] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).

- [30] J. Unguris, R. J. Celotta, D. T. Piers, Phys. Rev. Lett. **67**, 140 (1991).
- [31] A. Schreyer, J. F. Anker, Th. Zeidler, H. Zabel, M. Schäfer, J. A. Wolf, P. Grünberg, C. F. Majkrzak, Phys. Rev. B **52**, 16066 (1995).
- [32] V. V. Ustinov, N. G. Bebenin, L. N. Romashev, V. I. Minin, M. A. Milyaev, A. R. Del, A. V. Semerikov, Phys. Rev. B **54**, 15958 (1996).
- [33] E. Fawcett, Rev. Mod. Phys. **60**, 209 (1988).
- [34] M. Chirita, G. Robins, R. L. Stamps, R. Sooryakumar, M. E. Filipkowski, C. J. Gutierrez, G. A. Prinz, Phys. Rev. B **58**, 869 (1998).
- [35] D. T. Pierce, A. D. Davies, J. A. Stroschio, D. A. Tulchinsky, J. Unguris, R. J. Celotta, J. Magn. Magn. Mater. **222**, 13 (2000).
- [36] Д. И. Холин, Н. М. Крейнес, Известия РАН. Серия физическая **71**, 1585 (2007).
- [37] Д. И. Холин, *Межслойное магнитное взаимодействие в многослойных системах Fe/Cr/Fe*, Диссертация на соискание ученой степени кандидата ф.-м. н. (2005).
- [38] D. M. Edwards, J. Mathon, R. B. Muniz, M. S. Phan, Phys. Rev. Lett. **67**, 493 (1991).
- [39] M. A. Ruderman, C. Kittel, Phys. Rev. **96**, 99 (1954).
- [40] P. Bruno and C. Chappert, Phys. Rev. B **46**, 261 (1992).
- [41] M. D. Stiles, Phys. Rev. B **48**, 7238 (1993).
- [42] J. C. Slonczewsky, J. Appl. Phys. **73**, 5957 (1993).
- [43] S. O. Demokritov, E. Tsybal, P. Grünberg, W. Zinn, I. K. Schuller, Phys. Rev. B **49**, 720 (1994).
- [44] J. C. Slonczewsky, Phys. Rev. Lett. **67**, 3172 (1991).
- [45] В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, ЖЭТФ **125**, 136 (2004).
- [46] P. E. Wigen and Z. Zang, Brazilian J. of Physics **22**, 267 (1992).
- [47] Н. Г. Бебенин, А. В. Кобелев, А. П. Танкеев, В. В. Устинов, ФММ **82**, 39 (1996).
- [48] N. M. Kreines, A. N. Kolmogorov, V. F. Mescheriakov, J. Magn. Magn. Mater. **177–181**, 1189 (1998).
- [49] Л. Д. Ворончихин, Л. Н. Ромашев, И. Г. Факидов, ФТТ **16**, 2633 (1974).
- [50] M. D. Mukadam, S. M. Yusuf, P. Sharma, S. K. Kulshreshtha, J. Magn. Magn. Mater. **269**, 317 (2004).
- [51] L. Neel, Ann. Geophys. **5**, 99 (1949).
- [52] W. F. Brown, Phys. Rev. **130**, 1677 (1963).
- [53] W. Heisenberg, Z. Phys. **49**, 619 (1928).

- [54] S. Nagata, P. H. Keesom, H. R. Harrison, *Phys. Rev. B* **19**, 1633 (1979).
- [55] S. Crane, H. Claus, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1693 (1981).
- [56] R. B. Goldfarb, F. R. Fickett, L. V. Rao, H. S. Chen, *J. App. Phys.* **53**, 7687 (1982).
- [57] H. Maletta, *J. App. Phys.* **53**, 2185 (1982).
- [58] S. F. Edwards and P. W. Anderson, *J. Phys. F* **5**, 965 (1975).
- [59] D. Sherrington and S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1792 (1975).
- [60] J. R. L. de Almeida and D. J. Thouless, *J. Phys. A* **11**, 129 (1978).
- [61] G. Parisi, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1754 (1979).
- [62] T. Sugiyama, O. Nittono, *Thin Solid Films* **334**, 206 (1998).
- [63] O. Redon, J. Pierre, B. Rodmacq, B. Mevel, B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.* **149**, 398 (1995).
- [64] J. Xu, M. A. Howson, B. J. Hickey, D. Greig, E. Kolb, P. Veillet, N. Wisser, *Phys. Rev. B* **55**, 416 (1997).
- [65] G. N. Kakazei, Yu. G. Pogorelov, A. M. L. Lopes, J. B. Sousa, S. Cardoso, P. P. Freitas, M. M. Pereira de Azevedo, E. Snoeck, *J. App. Phys.* **90**, 4044 (2001).
- [66] G. N. Kakazei, Yu. G. Pogorelov, J. A. M. Santos, J. B. Sousa, P. P. Freitas, S. Cardoso, N. A. Lesnik, P. E. Wigen, *J. Magn. Magn. Mater.* **266**, 57 (2003).
- [67] E. Kravtsov, V. Lauter-Pasyuk, H. J. Lauter et al., *Physica B* **297**, 118 (2001).
- [68] N. Theodoropoulou, A. F. Hebard, M. Gabay, A. K. Majumdar, C. Pace, J. Lannon, D. Temple, *J. Magn. Magn. Mater.* **263**, 32 (2003).
- [69] R. S. Patel, A. K. Majumdar, A. K. Nigam et al., arXiv:cond-mat/0504275 v1 (2005).
- [70] R. S. Patel, A. K. Majumdar, A. K. Nigam, *J. Magn. Magn. Mater.* **309**, 256 (2007).
- [71] E. E. Fullerton, I. K. Schuller, H. Vanderstraeten, Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. B* **45**, 9292 (1992).
- [72] T. P. Krinitsina, E. A. Kravtsov, V. V. Lauter-Passiouk, V. V. Popov, L. N. Romashev, V. A. Tsurin, A. M. Burkhanov, V. V. Ustinov, *J. Magn. Magn. Mater.* **203**, 181 (1999).
- [73] M. Sasaki, P. E. Jönsson, H. Takayama, H. Mamiya, *Phys. Rev. B* **71**, 104405 (2005).
- [74] P. A. Beck, *Prog. Mater. Sci.* **23**, 1 (1978).
- [75] R. W. Knitter, J. S. Kouvel, H. Claus, *J. Magn. Magn. Mater.* **5**, 356 (1977).
- [76] R. D. Zysler, D. Fiorani, A. M. Testa, *J. Magn. Magn. Mater.* **224**, 5 (2001).
- [77] S. Senoussi, *J. Phys.* **45**, 315 (1984).

- [78] C. A. Cardoso, F. M. Araujo-Moreira, V. P. S. Awana, E. Takayama-Muromachi, O. F. de Lima, H. Yamauchi, M. Karppinen, Phys. Rev. B **67**, 020407 (2003).
- [79] A. T. Ogielski, Phys. Rev. B **32**, 7384 (1985).